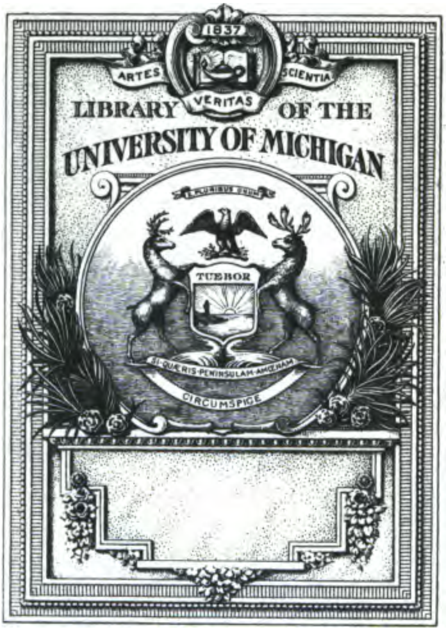

1837
ARTES
SCIENTIA
VERITAS
LIBRARY OF THE
UNIVERSITY OF MICHIGAN
TUEBOR
SI QUÆRIS PENINSULAM AMŒNAM
CIRCUMSPICE

LEÇONS

DE PHYSIQUE



PARIS. IMPRIMERIE DE J. CLAYE, RUE SAINT-BENOIT, 7.

LEÇONS

DE

PHYSIQUE

PAR

M. P. DESAINS, 1817-1885

PROFESSEUR DE PHYSIQUE PRÈS LA FACULTÉ DES SCIENCES DE PARIS.

TOME PREMIER

PARIS

DEZOBRY, E. MAGDELEINE ET Cie, LIB.-ÉDITEURS

RUE DU CLOITRE SAINT-BENOIT, 10

(QUARTIER DE LA SORBONNE.)

1857

AVERTISSEMENT

Le premier volume de ce traité élémentaire se divise en cinq parties principales ou livres.

Dans le livre I, on traite de l'action de la pesanteur sur les corps solides, liquides et gazeux; on étudie, en outre, les effets de l'élasticité des gaz.

Dans le livre II, on étudie la dilatation des corps, leur transformation en vapeurs, et l'on expose les méthodes calorimétriques.

Les principales théories de l'électricité statique et du magnétisme sont développées dans les livres III et IV.

Enfin le livre V est consacré à l'étude des actions moléculaires. On y traite de l'élasticité des solides, de la compressibilité des liquides et des phénomènes capillaires.

D'après ces indications, il est facile de voir que les livres I, III, IV et V contiennent l'exposé de toutes les théories de physique générale que doivent connaître les élèves qui se destinent à l'École polytechnique ou à l'École normale.

Une table détaillée donne immédiatement les numéros des pages où se trouve traitée chaque question particulière des programmes officiels; et à la suite de cette table on a placé un *errata* dans lequel on a consigné les fautes typographiques et les autres incorrections que l'on a retrouvées

après le tirage définitif, et que, par conséquent, il a été impossible de faire disparaître du corps même de l'ouvrage.

Les figures sont intercalées dans le texte : les croquis ou esquisses de celles qui représentent des appareils actuellement employés dans les cours, ont été dessinés d'après les appareils eux-mêmes. Les modèles ont été pris soit dans les collections de la Faculté des Sciences, soit dans les ateliers de nos principaux constructeurs, soit enfin dans le cabinet de physique du lycée Bonaparte, où je professais à l'époque où j'ai commencé à m'occuper de la publication de cet ouvrage. Cette époque est déjà un peu éloignée, car les premières feuilles ont été tirées au commencement de l'année 1855. Le second volume paraîtra, je l'espère, dans un délai beaucoup plus bref. Il y sera traité de l'acoustique, de l'optique, de la chaleur rayonnante et de l'électricité dynamique.

INTRODUCTION

Dans les expériences de physique, on fait souvent usage de quelques appareils de mesure dont la théorie repose exclusivement sur des notions géométriques très-simples. Nous allons en donner une description rapide.

Vernier. Lorsqu'on veut, en mesurant une longueur, ne négliger qu'une fraction de millimètre très-petite, $\frac{1}{10}$, $\frac{1}{20}$, $\frac{1}{n}$, par exemple, il n'est pas nécessaire d'employer une règle dont les traits n'aient entre eux qu'une distance aussi faible. On con-

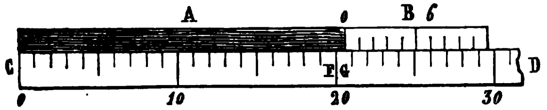


Fig. I.

serve la division ordinaire, la division en millimètres. Mais contre la règle principale CD (fig. I) on en place une autre beaucoup plus petite B, appelée vernier, et qui peut glisser tout le long de CD, en restant constamment parallèle à elle-même.

Sur le vernier on prend une longueur égale a $n - 1$ divisions de la règle principale et on en divise l'intervalle en n parties égales.

Chacune de ces parties a une étendue de $\frac{n-1}{n}$ de millimètres.

Par suite, quand la première de ces divisions, celle qui est marquée *o* coïncide avec un trait de la grande règle, les divisions 1, 2, 3, etc., se trouvent respectivement éloignées des traits suivants de la grande règle, de quantités égales à $\frac{1}{n}$ $\frac{2}{n}$ $\frac{3}{n}$ de millimètre, et alors il est évident que si l'on déplace le vernier de manière à faire coïncider une autre quelconque de ses divisions, 4 par exemple, avec le trait de l'échelle principale qui la suit immédiatement, le zéro se sera avancé de $\frac{4}{n}$ de millimètre.

D'après cela, supposons qu'il s'agisse de mesurer la longueur d'une barre A (fig. I), ayant la forme d'un parallélipipède allongé; on met l'une de ses extrémités en contact avec le zéro de la règle principale, on pousse le vernier B de façon que la première de ses divisions, le zéro, coïncide avec la deuxième extrémité de la barre A. Cette barre est alors égale à CF + FG ; or, si la longueur CF vaut 20 divisions de la grande règle et si de plus la coïncidence a lieu au trait 6 du vernier, FC vaut $\frac{6}{n}$ de divisions; donc, en somme, $A = 20 + \frac{6}{n}$.

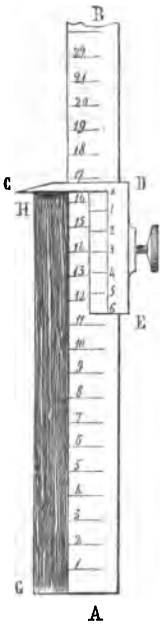


Fig. II.

Il pourrait se faire qu'entre les traits les plus voisins de la grande règle et du vernier la distance ne fût pas nulle, mais alors elle ne pourrait être supérieure à $\frac{1}{n}$ de *demi*-millimètre. Telle est donc la limite d'erreur que l'on peut commettre dès que l'on sait reconnaître entre quels traits la distance est minimum. Souvent l'appareil est disposé comme on le voit fig. II. AB est la règle principale; CDE est la pièce qui porte le vernier. Elle se termine à la partie supérieure par une tige CD, perpendicu-

laire à la grande règle et faisant fonction d'index. Le zéro du vernier coïncide avec la partie inférieure de cet index, et les traits vont en descendant. Ici le vernier donne $\frac{1}{6}$ de millimètre. La coïncidence a lieu au trait 3, la longueur de la barre GH $= 16 + \frac{3}{6}$.

Sphéromètre. Le sphéromètre est un appareil destiné à mesurer les petites épaisseurs. La pièce principale de cet instrument est une vis très-régulière, AB (fig. III), c'est-à-dire une vis qui avance

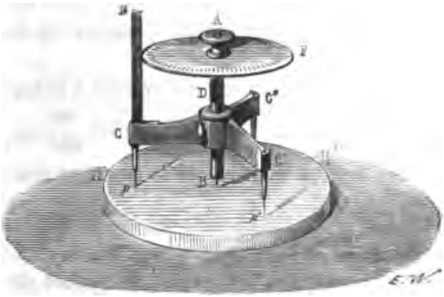


Fig. III.

d'une quantité rigoureusement constante pour chaque tour qu'elle exécute dans son écrou. — L'écrou est supporté par trois pieds c, c', c'' terminés en pointes, et les pointes p, p', p'' forment les trois sommets d'un triangle équilatéral. L'axe de la vis est perpendiculaire au plan de ce triangle.

La tête de la vis est un large cercle F divisé sur sa circonférence en un grand nombre de parties, 500, par exemple. Une règle EC fixée à l'un des pieds se trouve, par sa tranche, presque en contact avec le bord du cercle et sert de repère.

Pour mesurer l'épaisseur d'une plaque mince on pose l'instrument sur un plan de verre dépoli et bien dressé HH', puis on abaisse la vis jusqu'à ce qu'elle touche le plan.

Il est facile d'apprécier exactement le moment du contact. — En effet, tant que la pointe est au-dessus du plan HH', l'appareil repose en équilibre sur ses trois pieds; mais aussitôt que l'on a abaissé la pointe B au-dessous du plan p, p', p'', l'une des pointes

est soulevée, et si alors posant le doigt sur la tête de la vis, on essaie d'imprimer à tout le système une légère oscillation, on entend les chocs réitérés du pied soulevé contre la plaque de verre. On tourne alors la vis en sens inverse jusqu'à faire disparaître le frémissement qui résulte de ces contacts multipliés. Avec quelques tâtonnements on arrive à obtenir un contact rigoureux.

On lit alors sur la tête de la vis le numéro de la division qui est en regard de la règle, soit 200 ce numéro.

On soulève la vis; on introduit la plaque à mesurer entre le plan de verre et la pointe B, enfin on abaisse de nouveau cette dernière jusqu'à ce qu'elle touche la face supérieure de la plaque, et l'on juge comme précédemment de l'instant où le contact a lieu.

Si alors le numéro de la division qui répond à la règle est 150, on en conclut que l'épaisseur de la plaque est $\frac{50}{500}$ ou $\frac{1}{10}$ du pas de la vis : c'est-à-dire un dixième de la quantité dont la pointe avance pour chaque tour de la tête; $\frac{1}{10}$ de millimètre si le pas est précisément de $0^{m},001$.

Souvent la plaque à mesurer craint le contact de la pointe d'acier. Ainsi dans une feuille de papier, d'or battu, etc., etc., cette pointe entrerait par suite de la pression due au poids du sphéromètre entier; alors on modifie légèrement la manière d'opérer.

On commence par mettre sur le plan inférieur HH', et entre les trois pieds, une petite plaque de verre à faces planes et parallèles, et l'on abaisse la pointe de manière à toucher la face supérieure de cette plaque additionnelle. On observe la position de la tête, puis on glisse entre les deux plaques la feuille à mesurer, on établit de nouveau le contact, et de cette seconde observation on déduit, comme précédemment, l'épaisseur cherchée.

La règle CE se trouve ordinairement divisée en parties, dont la longueur est égale au pas de la vis.

Cette disposition n'est pas indispensable, mais elle est commode. Dans le cas, en effet, où il faut tourner la vis de plusieurs circonférences, elle assure l'opérateur contre les erreurs d'un nombre entier de tours.

L'appareil que nous décrivons est souvent employé pour déter-

miner le rayon de courbure des lentilles employées en optique.

Voici de quelle manière la mesure s'effectue :

Soit LL', la surface d'une pareille lentille.

On place le sphéromètre sur elle, ainsi qu'il est représenté fig. IV, et l'on établit le contact de la vis avec la surface; puis,

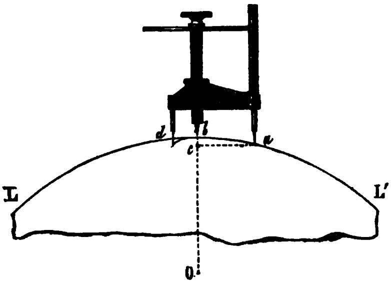


Fig. IV.

on enlève l'instrument, et sans toucher à la vis, on le pose sur un plan de verre; on fait descendre la pointe jusqu'à ce que le contact soit de nouveau établi. — On estime par le mouvement de la tête, la marche de la pointe en millimètres ou fractions de millimètre, et la quantité h dont elle s'est avancée mesure la hauteur d'un segment de sphère, ayant pour rayon le rayon de courbure cherché, et pour base le cercle circonscrit au triangle équilatéral déterminé par les 3 pieds du sphéromètre.

Le rayon r de ce cercle est connu par les règles de la géométrie, dès que l'on connaît les distances respectives pp', $p'p''$, pp'', et à la seule inspection de la figure, on voit que la hauteur h, le rayon r et le rayon de courbure cherché x, sont liés par la relation $r^2 = h\,(2x\text{-}h)$.

Souvent, et en particulier, dans le sphéromètre de M. Perreaux, les 3 pieds peuvent se visser, à la volonté de l'opérateur, en différents points des branches c, c', c''.

En sorte qu'il est possible d'employer l'appareil à la détermination des courbures de lentilles d'une assez faible étendue.

Les rayons r, r', r'', des cercles circonscrits aux triangles équilatéraux correspondants aux différentes positions des pieds, sont gravés sur l'appareil lui-même.

Cathétomètre. — On a donné le nom de cathétomètre à l'instrument que l'on emploie pour mesurer, soit la distance de deux points placés verticalement l'un au-dessus de l'autre, soit, plus généralement, la distance des plans horizontaux qui contiennent deux points situés d'une manière quelconque, l'un par rapport à l'autre. Les pièces principales d'un cathétomètre sont :

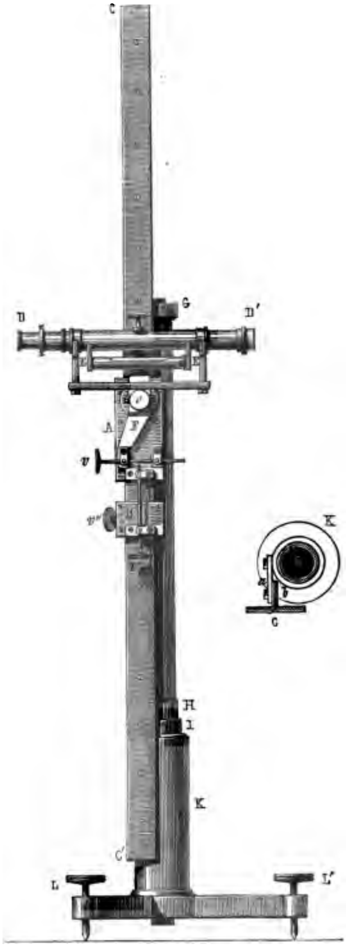


Fig. V.

1° Une règle CC' (fig. V), divisée avec soin, et qui s'élève normalement au-dessus d'un pied très-solide LL';

2° Une lunette horizontale DD', qui peut glisser le long de la règle et être arrêtée en un point quelconque de sa course par la vis de pression v'' [1].

La règle CC' n'est pas directement implantée sur le pied LL', elle est fixée par deux collets G et H à la colonne KG autour de laquelle elle tourne librement, sans cesser d'être parallèle à l'axe de cette dernière.

Grâce à ce mouvement, la lunette peut être placée dans tous les azimuts, et

1. Un niveau EE', fixé à la lunette et parallèle à son axe, permet de reconnaître si elle reste bien horizontale dans toutes les positions possibles.

le niveau EE′ qu'elle emporte avec elle, permet de voir si dans toutes les positions possibles elle conserve une parfaite horizontalité.

Le chariot qui supporte la lunette, est formé de deux pièces distinctes B et A, réunies par la vis micrométrique *v′* qui permet de les approcher ou de les écarter lentement l'une de l'autre lorsqu'on a fixé la pièce inférieure B à l'aide de la vis de pression *v″* dont nous avons déjà parlé.

C'est toujours à l'aide du petit mouvement donné par *v′* que l'on achève d'amener l'axe de la lunette sur le point que l'on veut viser, et l'on reconnaît que cette condition est satisfaite, quand le point en question vient faire son image à la croisée de deux fils très-fins tendus à angle droit à une petite distance du verre contre lequel l'œil est placé.

Enfin, une division tracée sur le bord du chariot A, fait vernier avec celle de la règle principale, et lorsqu'on veut connaître la distance verticale de deux points placés ou non dans le même azimut, il suffit d'observer la quantité dont on a déplacé le zéro du vernier, en amenant successivement l'image de chacun de ces points sur le fil horizontal de la lunette.

Machine à diviser. — Les vis micrométriques sont encore employées dans la construction des machines, à l'aide desquelles on divise les longueurs en parties égales.

Dans ces machines, la vis terminée à ses deux extrémités par deux portions de cylindre non taraudées, tourne sur elle-même sans avancer ; mais alors l'écrou est mobile et marche régulièrement, en entraînant avec lui un chariot qui glisse sur des rails métalliques bien dressés. — Le chariot est muni d'un style mobile dans un plan perpendiculaire à la direction du mouvement. Pour tracer sur une règle ou un tube parallèle à cette direction des divisions équidistantes, il faut, chaque fois que l'on a fait tourner la tête de la vis d'un nombre de degrés constant et déterminé, abaisser le style sur la pièce à diviser et lui imprimer un léger mouvement d'avant en arrière, ce que permet l'ajustement de la pièce qui le tient.

Quelquefois le système qui porte le style est fixé à demeure aux rails. — L'écrou fait alors mouvoir sur ceux-ci un plan qui porte la pièce à diviser. Les deux ajustements sont également commodes.

La figure VI représente le profil de la machine à diviser de M. Perraux.

AA chariot mobile.

B, C rails sur lesquels glisse le chariot.

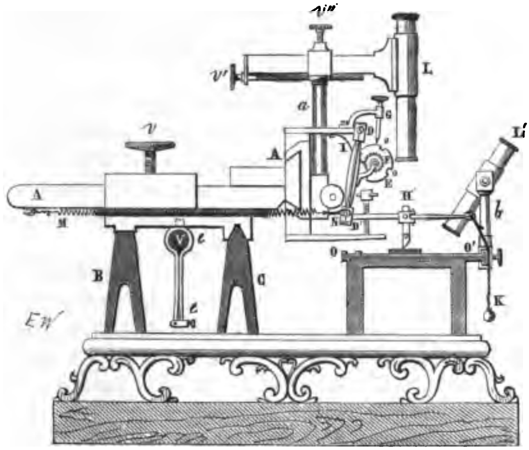


Fig. VI.

oo' tablette sur laquelle on fixe la pièce à diviser.

V section de la vis.

ee section de l'écrou.

H style.

K cordon pour le style.

MN ressort à boudin qui ramène le style.

D*o*GE'' système de pièces qui règlent l'amplitude de la marche du style.

L lunette mobile avec le chariot.

v' vis qui permet d'amener la lunette au-dessus des divisions à lire.

L' lunette destinée à l'observation des divisions que l'on trace.

LEÇONS
DE PHYSIQUE

CHAPITRE PREMIER

NOTIONS PRÉLIMINAIRES

§ 1. — PROPRIÉTÉS GÉNÉRALES DES CORPS.

Les corps, quels qu'ils soient, possèdent un certain nombre de propriétés qui sont communes à tous, et qui par suite, définissent et caractérisent ce que l'on appelle la matière.

Ils sont étendus et mobiles.

Inertie. — Ils sont inertes, c'est-à-dire que chacun d'eux est dans l'impuissance absolue de modifier spontanément l'état de repos ou de mouvement qui lui a été donné.

Au premier abord peut-être, cette loi d'inertie[1] ne semble pas complétement d'accord avec l'expérience. Si, en effet, l'observation ne nous montre jamais de corps commençant à se mouvoir de lui-même, elle nous fait voir sans cesse des mouvements qui s'usent et s'éteignent; et dès lors on est naturellement porté à admettre que la matière tend au repos. Mais il est facile de se convaincre que, toujours, ce retour au repos a pour raison des frottements ou des déplacements de milieu. Plus on diminue ces causes incessantes de déperdition de vitesse, et plus s'accroît le temps nécessaire à l'extinction complète des mouvements imprimés. C'est ainsi qu'un projectile va plus loin dans l'air que dans l'eau; c'est ainsi que sur un parquet uni, une bille roule bien plus longtemps que sur un sol couvert de sable.

Attraction. — Telle que nous venons de la définir, l'inertie n'exclut pas chez les corps la propriété d'agir les uns sur les autres, de s'attirer réciproquement; et, en effet, cette vertu attractive, soupçonnée déjà par quelques philosophes anciens, est ad-

1. Voir Descartes, *Principes* liv. 2.

mise dans la science moderne, comme le lien de toutes les parties qui composent l'univers.

Sous nos yeux, à des distances insensibles, elle produit les combinaisons chimiques, donne aux solides la fixité de forme qui les caractérise, détermine l'adhérence d'un liquide aux surfaces qu'il peut mouiller, etc., etc.

A de grandes distances, c'est elle qui, s'exerçant entre les différents astres qui composent notre système, les retient dans les orbites qu'ils décrivent.

Tout témoigne donc de la réalité de cette force; mais, nous le répétons, de ce qu'un corps peut en attirer un autre, il ne suit en aucune façon qu'il puisse se donner le mouvement à lui-même. L'inertie n'est pas incompatible avec l'attraction universelle.

Divisibilité. — La matière est divisible à un point qui toujours étonne l'imagination. Ainsi, par des moyens purement mécaniques, on arrive à diviser un centimètre cube d'or en plusieurs milliards de parties facilement visibles.

Ainsi, un millimètre cube d'indigo, dissous dans l'acide sulfurique, peut donner une coloration très-appréciable à plus de dix litres d'eau, c'est-à-dire qu'il se partage très-certainement en plus de dix millions de parties.

Enfin, tout le monde sait qu'une goutte d'eau stagnante de faibles dimensions, est un véritable monde dans lequel le microscope fait apercevoir une multitude d'êtres qui sont organisés, qui vivent, et dont chacun par conséquent est composé d'un nombre presque indéfini de parties distinctes.

Il serait surperflu de chercher d'autres exemples pour établir que les forces naturelles peuvent réduire la matière en parties d'une ténuité excessive. D'un autre côté, l'expérience de chaque instant nous fait voir que les corps sont compressibles et extensibles. C'est-à-dire que sous l'action de forces étrangères, ils peuvent subir dans leurs volumes des variations souvent considérables.

Constitution des corps. — En cherchant à se rendre compte de ces trois dernières propriétés de la matière, ceux qui s'occupent de l'étude des phénomènes naturels se sont depuis longtemps arrêtés à une idée fort simple sur la constitution des corps.

Ils les regardent comme des assemblages de parties très-petites, séparées les unes des autres par des vides ou pores qui peuvent être beaucoup plus grands que les molécules constitutives elles-mêmes.

La division n'est alors qu'une séparation de parties voisines. L'extension, la compression, résultent des variations que subissent les intervalles moléculaires. Seulement, comme il faut expliquer pourquoi les actions attractives réciproques des molécules ne les

amènent pas au contact, on admet qu'à de faibles distances il se manifeste entre elles une force répulsive qui, variant suivant une loi plus rapide que l'attraction, s'oppose à un rapprochement indéfini.

But de la physique. — Après cette énumération rapide des propriétés les plus générales des corps, nous ajouterons que ces corps toujours soumis à leurs actions mutuelles, le sont encore à celles de trois agents, dont l'influence est immense dans les phénomènes naturels : à savoir, la chaleur, l'électricité et la lumière. Or, constater par des expériences exactes, représenter par des lois générales les modifications accidentelles et passagères qui peuvent être imprimées à la matière par les différents principes que nous venons d'énumérer, tel est, dit M. Biot (*Traité de Phy.*, p. 8), l'objet principal de la physique.

Cette définition a souvent été reproduite depuis la publication de l'ouvrage que nous venons de citer ; elle semble devenue classique, nous ne la modifierons en rien.

§ 2. — DU MOUVEMENT. — MOUVEMENT UNIFORME. — MOUVEMENT UNIFORMÉMENT ACCÉLÉRÉ.

Mouvement absolu et relatif. — Le mouvement est l'état ordinaire de la matière. Jamais, en effet, les corps que nous observons à la surface de notre globe ne sont réellement en repos, puisque ce globe lui-même est emporté dans l'espace avec une grande vitesse. De plus, et indépendamment de ce mouvement absolu, les corps sont souvent aussi animés de mouvements relatifs. Ils s'éloignent ou se rapprochent ; ils se déplacent, les uns par rapport aux autres dans des directions quelconques et avec des vitesses indéfiniment variables.

Parmi tous ces mouvements réels ou possibles, il en est quelques-uns qui peuvent être définis avec une grande simplicité, nous en formulerons brièvement les lois fondamentales.

Mouvement uniforme. — Un mobile se meut uniformément, lorsque l'espace qu'il parcourt croît proportionnellement au temps compté depuis l'origine du mouvement.

L'espace parcouru dans l'unité de temps, mesure alors ce qu'on appelle la vitesse du mobile.

Mouvement varié. — Tout mouvement qui n'est pas uniforme est dit mouvement varié.

Il est accéléré, si les espaces parcourus dans des temps successifs égaux croissent sans cesse

Retardé, s'ils diminuent continûment.

Mixte, s'ils varient alternativement dans un sens et dans l'autre.

Vitesse dans le mouvement varié. — Lorsqu'un mobile se meut uniformément, si l'on mesure l'espace E parcouru dans un temps θ, et que l'on divise, l'un par l'autre, les nombres qui représentent cet espace et ce temps, le quotient obtenu sera égal à l'expression numérique de la vitesse du mouvement; il sera donc indépendant et de la durée de θ, et de l'époque pour laquelle on a fait l'opération.

Si l'on opère de même dans le cas d'un mouvement varié, le quotient dépendra au contraire, et de l'époque T à laquelle on aura exécuté les mesures, et de la grandeur de θ; mais pour chaque époque déterminée, ce quotient convergera vers une limite certaine, quand θ diminuera de plus en plus.

Cette limite est ce qu'on appelle la vitesse du mouvement varié à l'époque T.

Elle représente évidemment la vitesse d'un mobile qui parcourrait uniformément un espace infiniment petit E, en un temps θ égal à celui pendant lequel le même espace est parcouru dans le mouvement varié à l'époque T.

D'après cette définition on voit que si, dans un mouvement quelconque, $\varphi(t)$ est l'expression générale de l'espace parcouru au bout du temps t, la vitesse à cette époque aura pour expression la valeur que prend alors la dérivée $\varphi'(t)$ de la fonction $\varphi(t)$. Cette dérivée est en effet la limite vers laquelle tend le rapport $\frac{\varphi(t+\theta)-\varphi(t)}{\theta}$ lorsque θ diminue indéfiniment.

Mouvement uniformément varié. — Un mouvement est dit uniformément accéléré ou retardé, lorsque la vitesse croît ou décroît proportionnellement au temps compté depuis l'origine du mouvement.

D'après cela, si l'on appelle A la vitesse initiale d'un mobile, et g l'accroissement qu'elle éprouve pendant chaque unité de temps, la valeur V qu'elle aura acquise au bout d'un temps T sera égale à $A+gt$; elle serait $A-gt$ si le mouvement était retardé et que g fût la diminution que la vitesse éprouve dans chacune des unités de temps successives. Ces définitions une fois posées, il est facile de trouver la loi suivant laquelle s'accroît, avec le temps, l'espace parcouru par un mobile animé du mouvement que nous considérons.

Supposons d'abord la vitesse initiale égale à zéro, et soit toujours g celle qui est acquise en l'unité de temps.

Pour évaluer l'espace E parcouru dans un temps T, nous partagerons celui-ci en n intervalles de durée très-courte et égale à $\frac{T}{n}$. Nous supposerons que pendant chacun d'eux, le mobile se

meuve uniformément avec une vitesse égale à celle qu'il possède au commencement de cet instant, et nous ferons la somme des espaces ainsi parcourus.

Or, si la vitesse acquise au bout de l'unité de temps est g, elle sera gT au bout du temps T, et $\frac{gT}{n}$ au bout du temps $\frac{T}{n}$. Ainsi, à l'origine de chacun de nos n instants successifs, les vitesses acquises seront respectivement.

$$0.\ \frac{gT}{n}\quad \frac{2gT}{n}\quad \frac{(n-1)\,gT}{n}$$

Et les espaces uniformément parcourus pendant ces instants, d'après ce que nous avons dit à la page précédente, s'obtiendront en multipliant ces vitesses successives par la durée commune $\frac{T}{n}$ de chacun de ces mouvements élémentaires; ils seront donc

$$0.\ \frac{gT^2}{n^2}\quad \frac{2gT^2}{n^2}\quad \frac{(n-1)\,gT^2}{n^2}$$

La somme aura pour expression :

$$\frac{gT^2}{n^2}\,[1+2+3+(n-1]$$

ou d'après les règles de l'arithmétique :

$$\frac{gT^2}{n^2}\quad \frac{n(n-1)}{2}=\frac{gT^2}{2}-\frac{gT^2}{2n}=\frac{gT^2}{2}\left(1-\frac{1}{2n}\right)$$

Mais, dans la différence entre parenthèse, le terme $\frac{1}{2n}$ peut être rendu plus petit que toute quantité donnée, puisque le nombre n peut être pris aussi grand que l'on veut; à la limite ce terme s'évanouit donc, et l'on a simplement

$$E=\frac{gT^2}{2}$$

Si la vitesse initiale n'était pas nulle, mais égale à A, les espaces parcourus pendant les n, instants dans lesquels T a été partagé, seraient respectivement

$$\frac{AT}{n},\ \frac{AT}{n}+\frac{gT^2}{n^2},\ldots\ \frac{AT}{n}+\frac{(n-1)\,gT^2}{n^2}$$

et la somme serait :

$$\frac{nAT}{n}+\frac{gT^2}{2}=AT+\frac{gT^2}{2}$$

Enfin, si le mouvement était uniformément retardé, g représentant la diminution de vitesse produite dans l'unité de temps, l'espace parcouru au bout du temps T aurait pour expression :

$$AT - \frac{gT^2}{2}$$

La formule $e = \frac{1}{2} gt^2$ conduit immédiatement aux conséquences suivantes : 1° Si un mobile animé d'un mouvement uniformément accéléré, sans vitesse initiale, parcourt 1^m dans la première seconde il en parcourra 4, 9, 16, 25 en 2″, 3″, 4″, 5″.

2° Dans cette hypothèse les espaces parcourus dans les unités de temps successives seront 1^m, 3^m, 5^m, 7^m. Ils croîtront donc comme la série des nombres impairs.

3° La vitesse acquise au bout de la première seconde du mouvement sera le double de l'espace parcouru pendant cette seconde.

4° Enfin, puisqu'en général $t = \sqrt{\frac{2e}{g}}$, la formule fondamentale $v = gt$, qui définit le mouvement uniformément varié, peut se mettre sous la forme $v = g\sqrt{\frac{2e}{g}} = \sqrt{2eg}$.

§ 3. — DES FORCES. — COMPOSITION DES FORCES PARALLÈLES.

Définitions. — Quand une force agit sur un point A d'un corps, elle le pousse ou le tire suivant une droite déterminée AB (fig. 1). Cette ligne est ce qu'on appelle la direction de la force.



Fig. 1.



Fig. 2.

Deux forces sont dites égales, lorsque, appliquées au même point A (fig. 2), en sens directement opposés AP, AQ, elles le tiennent en équilibre.

Une force est double, triple, quadruple d'une autre quand elle résulte de la superposition de deux, trois, quatre forces égales à la première et tirant dans le même sens.

Quand deux forces inégales agissent en sens directement opposés sur un même point A, leur action est évidemment égale à celle d'une force unique, égale à leur différence, et tirant dans le sens de la plus grande.

Résultante. — Un système de forces peut quelquefois être remplacé par une force unique qui, seule, produit le même effet que toutes les autres ensemble.

Cette force unique s'appelle résultante du système, et l'on conçoit aisément que dans les problèmes relatifs à l'équilibre ou au mouvement des corps, il peut être très-utile de savoir la déterminer, lorsqu'en effet elle existe. Réciproquement, on a quelquefois avantage à substituer à une seule force, deux ou plusieurs autres qui, prises ensemble, lui soient équivalentes, mais dont chacune isolément produise un effet plus aisément appréciable.

Résultante de deux forces parallèles. — Le cas où les forces que l'on considère sont parallèles entre elles, a été traité par Archimède; et, dans le peu que nous avons à dire sur cette matière, nous allons suivre la marche adoptée par ce grand géomètre.

Deux poids égaux P et Q se font évidemment équilibre quand ils sont attachés aux deux extrémités d'une droite horizontale AB mobile autour de son milieu. Les forces que ces poids représentent se composent donc en une seule passant par le point d'appui O, c'est-à-dire par le milieu de la droite, puisque sans cela la droite ne pourrait manquer de se mouvoir. En outre, une simple raison de symétrie indique que cette résultante est parallèle à ses deux composantes, puisqu'il n'y a aucune raison pour qu'elle incline d'un côté plutôt que de l'autre.

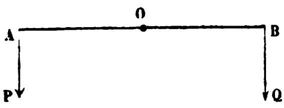


Fig. 3.

Enfin, cette résultante est égale à la somme de ses deux composantes. Archimède l'admet comme évident; et, en effet, cette vérité revient à une autre fort claire, savoir : que le poids d'un parallélipipède est une force appliquée au centre de figure de celui-ci, et égale à la somme des poids de ses deux moitiés.

Une fois admis le point de départ du savant géomètre de Syracuse, on en déduit aisément, comme il l'a fait lui-même, que la résultante de deux forces P et Q parallèles, inégales, et dirigées dans le même sens, est toujours égale à leur somme, parallèle à leur direction, et appliquée au point O qui divise, en parties réciproquement proportionnelles aux grandeurs des forces, la droite AB qui joint leurs points d'application.

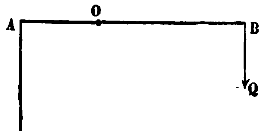


Fig. 4.

Nous ne transcrirons pas ici la démonstration de cette vérité,

mais nous allons en déduire quelques conséquences qui nous seront très-prochainement utiles.

Résultante d'un nombre quelconque de forces parallèles et de même sens. — Lorsqu'on veut trouver la résultante d'un nombre quelconque de forces parallèles PP′P″, etc., il suffit d'appliquer la règle que nous venons de donner pour le cas de deux forces de cette espèce.

Soient, en effet, AA′A″ les points d'application respectifs de ces forces. P et P′ donneront une résultante $P + P' = R$ appliquée au point B qui partage AA′ en parties AB et A′B réciproquement proportionnelles aux forces P et P′. On trouvera de même le point d'application B′ de la résultante $P + P' + P'' = R'$ de R et P′, ou, ce qui revient au même, des trois premières forces PP′P″, et ainsi de suite.

Le point d'application α de la résultante générale étant ainsi trouvé, supposons-le invariablement lié aux autres et admettons que l'on tourne le système d'une façon quelconque ou que l'on incline toutes les forces à la fois sur leur première direction, mais en les laissant parallèles entre elles; en recommençant la composition dans le même ordre, on retombera toujours sur le même point d'application définitif A′. Cela est évident, mais il faut bien remarquer aussi que l'on retrouverait toujours ce même point d'application A′, si l'on venait à changer l'ordre dans lequel on fait les combinaisons successives des différentes forces élémentaires.

Supposons, en effet, que l'on puisse remplacer le système PP′..., soit par une force ρ égale à $P + P' + \ldots$ et appliquée en A, soit par une autre force de même grandeur et même direction, mais appliquée en un point A′ différent de A. Le corps que l'on considère devrait alors pouvoir être tenu en équilibre par deux forces égales à ρ, parallèles entre elles, et agissant l'une en A dans la direction générale du système PP′, l'autre en A′ en un sens directement opposé; ce qui est évidemment impossible, à moins que la ligne AA′ ne soit elle-même parallèle à ces forces.

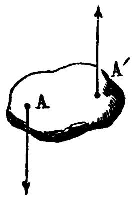


Fig. 5.

Or, maintenant, si l'on admettait que ce parallélisme existât dans un cas particulier, il suffirait de faire tourner le système des points PP′ d'une quantité arbitraire pour le détruire; dès lors on retomberait dans l'impossibilité que nous venons de signaler.

Le point A est donc un point unique et parfaitement déterminé.

§ 4. — PRINCIPE DU LEVIER.

La connaissance des lois de la composition des forces parallèles conduisit Archimède à l'explication des effets curieux que l'on obtient à l'aide d'une machine bien simple dont on s'est servi de temps immémorial pour mouvoir les plus pesants fardeaux ; il s'agit du levier.

Levier. — Lorsqu'on veut soulever un poids considérable, une grosse pierre par exemple, on engage dessous, l'extrémité d'une forte barre AB (fig. 6) ; en C, près du point où elle passe sous la pierre, on place un rouleau très-solide ; et enfin, en agissant fortement à l'autre extrémité A du levier, dans le sens AP, on parvient à



Fig. 6.

élever le point B de l'obstacle, ce que souvent l'on ne pourrait faire en y appliquant directement l'effort musculaire dont on dispose.

Pour s'expliquer ce résultat, il suffit de remarquer, d'après ce qui précède, que si aux deux bouts d'une barre solide, mobile autour d'un de ses points C (fig. 7), on fait agir deux forces parallèles et de même sens, leur résultante passera par le point fixe C, lorsque leurs intensités seront réciproquement proportionnelles aux longueurs CA et CB des perpendiculaires abaissées de ce point C sur leurs directions. Dans ce cas l'équilibre subsistera, puisque la résultante du système sera détruite par la fixité de C.

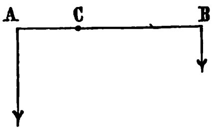


Fig. 7.

Mais si l'on accroît tant soit peu la distance CA, ou la force appliquée en A, l'équilibre sera détruit et le levier s'inclinera dans le sens AP.

Tel est le principe du levier sous la forme que lui donna Archimède.

On peut facilement le généraliser de la manière suivante :

Si un corps mobile autour d'un point C (fig. 8), est sollicité à tourner en sens opposés par deux forces P et Q situées dans un même plan avec C, il y aura équilibre, lorsque le produit de la force P par la perpendiculaire abaissée du point C sur sa direction, égalera le produit de la force Q par la perpendiculaire CB. CA et CB sont dites les bras de leviers des forces P et Q.

Voici comment ce second énoncé peut se déduire du premier :

Si CA était sur le prolongement de CB, il n'y aurait rien à ajouter à ce que nous avons dit plus haut. Si, au contraire, la ligne ACB est brisée en C, on s'appuiera sur un fait que l'on peut regarder comme évident, à savoir : que quand un levier angulaire AOB (fig. 9) à bras égaux est sollicité en A et B par deux forces égales, perpendiculaires respectivement à OA et OB, et tendant à faire tourner en sens contraires, il reste en équilibre.

Ceci posé, qu'au levier ACB (fig. 8) on en ajoute un second A'CA à bras égaux, sollicité en A par une force π égale, et contraire à celle qui est déjà appliquée en ce point, et en A' par une nouvelle force P' encore de même grandeur, mais tendant à faire tourner

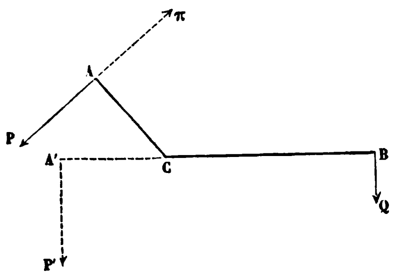


Fig. 8.

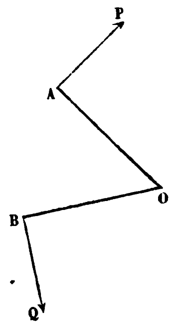


Fig. 9.

en sens inverse de π; d'après ce qui précède, rien ne sera changé aux conditions d'équilibre du système; mais alors, les forces P et π s'entre-détruiront, et il ne restera plus pour faire tourner le corps que l'action du levier rectiligne A'CB. On sera donc ramené au cas primitif.

Le nombre des forces appliquées au mobile, pourrait être supérieur à deux; ces forces étant toujours comprises dans le même plan, et tendant à faire tourner, les unes dans un sens, les autres

en sens opposé. Dans ce cas, pour qu'il y ait équilibre, il faudrait qu'on obtînt deux résultats égaux, en faisant, pour chaque groupe, les produits des forces qui le composent par leurs bras de leviers respectifs, et ajoutant tous ces produits.

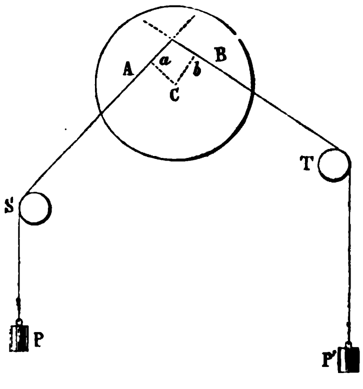


Fig. 10.

Le principe du levier est donc susceptible d'une grande généralité.

Enfin, il est très-facile de démontrer expérimentalement l'exactitude de ce principe ainsi généralisé.

Pour cela, en deux points A et B (fig. 10) d'une roulette mobile autour de son centre, on fixera des cordons qui, passant sur des poulies S et T, supportent des poids P et P' à leurs extrémités inférieures. Lors de l'équilibre, ces poids seront réciproquement proportionnels à leurs bras de levier *Ca* et *Cb*.

§ 5. — COMPOSITION DES FORCES CONCOURANTES.

Parallélogramme des forces. — 1° Lorsque plusieurs forces A et B (fig. 11) agissent sur un même point O, suivant des directions quelconques, elles ont évidemment une résultante, c'est-à-dire qu'il existe une force unique C, capable de produire le même effet que A et B ensemble.

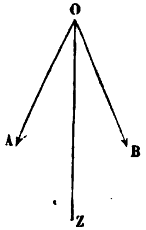


Fig. 11.

Quelle que soit, en effet, la route que O tende à suivre, en agissant sur lui en sens directement opposé, et avec une suffisante énergie, on le réduira au repos. Or, une force égale et contraire à celle qui équilibre ainsi le système A et B est évidemment la résultante de celui-ci.

Si les forces sont au nombre de deux seulement, et si elles sont égales, leur résultante, par une simple raison de symétrie, ne peut manquer d'être dirigée suivant la bissectrice de l'angle que leurs directions forment entre elles.

Dans le cas plus général où les deux forces A et B sont inégales,

leur résultante est représentée en grandeur et en direction par la diagonale OC du parallélogramme construit sur les lignes OA et OB (fig. 12), qui représentent en grandeurs et en directions les composantes données.

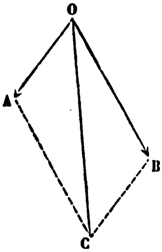


Fig. 12.

Ce théorème est d'une importance extrême; il fut découvert par le géomètre flamand Stevin[1], et l'on peut voir dans les traités spéciaux comment on peut le déduire du principe du levier, en suivant une marche toute géométrique indiquée par Galilée et Roberval. Pour nous, sans entrer dans de plus longs développements théoriques, nous allons indiquer ici comment dans les anciens cours de physique on établissait l'exactitude du principe dont il s'agit par des expériences qui ne manquaient pas d'une certaine précision[2].

Contre une planche verticale étaient fixées, à même hauteur, deux petites poulies P,P′ bien parallèles entre elles et à la planchette; sur ces poulies passaient deux fils fins qui, en A et B, portaient des plateaux propres à recevoir des poids, et qui, de plus, en C, s'unissaient par une attache commune avec un troi-

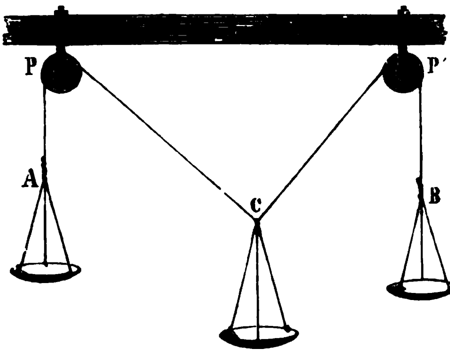


Fig. 13.

sieme fil soutenant également un plateau P″. En faisant varier convenablement les charges des trois plateaux, on obtenait des états d'équilibre différents. Or, toujours en comparant les grandeurs

1. Stevin de Bruges, mort en 1633.
2. Voir le traité de S'Gravesande, t. I, § 322

des forces appliquées en C, et les directions suivant lesquelles elles agissaient lors de l'équilibre, on voyait la règle de Stewin rigoureusement satisfaite.

C'est-à-dire que si, après avoir pris sur la direction des fils PC, P'C, des longueurs C*a*, C*b* proportionnelles aux poids correspondants, on achevait le parallélogramme C*azb*, la diagonale C*z* se trouvait être précisément le prolongement du fil CP'', et sa longueur était à celle des côtés C*a*, C*b* dans le rapport du poids P'' aux poids P ou P'.

Il est bien entendu que les plateaux font eux-mêmes partie des poids qui agissent en A, B, et C.

Résultante d'un nombre quelconque de forces concourantes. — Lorsque plusieurs forces FF'F'' concourent au même point, leur résultante s'obtient sans difficulté :

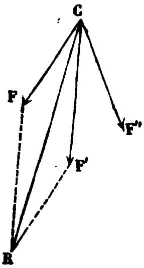


Fig. 14.

On compose F et F' d'après les règles que nous venons d'établir, et l'on obtient une résultante R complétement connue de grandeur et de direction. On compose ensuite R avec F'', et l'on obtient la résultante R' des trois forces FF'F''. On compose R' avec F''', et ainsi de suite.

Enfin, et sans y insister longuement, nous ajouterons que les réciproques des différentes propositions que nous venons d'établir sur la composition des forces sont comme elles d'un continuel usage.

En particulier, nous aurons bien souvent occasion de décomposer une force CP appliquée au point C, en deux autres agissant suivant des directions données CA et CB. Or, d'après ce qui précède, il suffira pour résoudre cette question d'achever le parallélogramme dont la diagonale est *c*R et dont les côtés sont dirigés suivant les directions assignées aux forces. Les longueurs de ces côtés représenteront précisément les composantes cherchées.

§ 6. — PRODUCTION ET COMPOSITION DES MOUVEMENTS.

Lorsqu'une force unique agit sur un corps, toujours dans le même sens, elle lui imprime un mouvement qui va sans cesse en s'accélérant. Si le mobile n'a pas reçu de vitesse initiale, ce mouvement est rectiligne, et dirigé suivant la direction même de la force. Enfin, si cette dernière est toujours identique à elle-même en grandeur, les accroissements de vitesse qu'elle imprime dans des temps successifs égaux entre eux, sont égaux eux-mêmes, et

le mouvement est uniformément accéléré; car on admet que l'état de mouvement du corps ne modifie en rien l'action de la force sur lui.

Si, à un instant donné, la force cesse d'agir sur le mobile, celui-ci, persévérant dans l'état où il se trouve alors, continue à se mouvoir uniformément avec la vitesse qu'il possède à cet instant. On conçoit donc, sans la moindre difficulté, comment naissent les mouvements uniformes et les mouvements accélérés, au moins dans le cas où ils se font en ligne droite.

Quant aux mouvements curvilignes, ils peuvent être naturellement produits par une force changeant constamment de direction; mais ils peuvent résulter aussi de l'action d'une force de direction constante; il faut seulement que le mobile, en vertu d'une certaine vitesse initiale, tende à se mouvoir suivant une droite différente de celle que l'action de la force seule lui ferait parcourir.

Ce qui arrive alors, n'est que la conséquence naturelle du principe de la composition des mouvements, principe fondamental qui paraît avoir été entrevu dans l'antiquité; mais dont Galilée le premier révéla l'importance en en déduisant, comme nous allons l'expliquer, les lois du mouvement des projectiles.

Composition des mouvements. — Si un corps assujetti à se mouvoir sur un plan fixe ABC (fig. 12), y parcourt en un temps t, la droite DE, sous l'action d'une certaine force f, il y parcourra

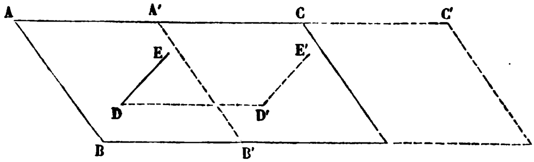


Fig. 15.

encore la même ligne, dans le même temps, lorsque le plan se trouvera animé d'une vitesse V, capable de le transporter, pendant ce temps t, de la position ABC, en une nouvelle position A'B'C'.

L'exactitude de cette assertion est établie par l'expérience journalière, et rien n'est plus simple que d'en déduire la marche réelle du mobile dans l'espace. En effet, pour trouver sa position au bout d'un temps t, quelconque, il faudra, 1° mener par la position initiale D, une ligne parallèle à la vitesse du plan et égale à l'espace qu'il parcourt pendant le temps t; 2° par l'extrémité D' de cette ligne tracer une droite D'E' égale et parallèle à celle que la

force ferait, dans le même intervalle de temps, parcourir au mobile supposé sans vitesse initiale. Le point E' ainsi déterminé sera celui que l'on cherche.

Enfin, il est bien évident que tout ce que nous venons de dire subsiste en son entier, lorsque le mobile, au lieu d'être assujetti à se mouvoir sur un plan réel ABC, se trouve simplement animé d'une vitesse initiale V, identique à celle que nous supposions à ce plan ; et dès lors, rien de plus à dire, pour faire concevoir comment une force continue et de direction constante, agissant sur un mobile animé d'une vitesse initiale, peut lui faire décrire une trajectoire curviligne.

§ 7. — PROPORTIONNALITÉ DES FORCES AUX VITESSES. — MESURE DES FORCES. — MASSES.

Proportionnalité des forces aux vitesses. — Lorsque deux forces constantes dans leur action, mais de grandeurs différentes, agissent sur deux corps parfaitement identiques, elles leur impriment pendant le même temps des vitesses proportionnelles à leurs intensités respectives.

C'est en cela que consiste le principe de la proportionnalité des vitesses.

Ce principe de la proportionnalité des forces aux vitesses a été posé par Galilée. Nous verrons plus loin qu'il est possible d'en obtenir une vérification expérimentale directe. Mais il faut surtout remarquer qu'il est une conséquence immédiate de l'indépendance que l'on suppose ordinairement exister entre les effets de deux forces qui agissent simultanément, sur le même point matériel.

En effet, si cette indépendance existe réellement, lorsqu'on appliquera au même point M, simultanément, et suivant la même direction, deux forces égales A et B, la vitesse qu'il en recevra dans le temps t, sera double de celle que chacune des forces A ou B eût produite pendant ce même temps t.

En un mot, la vitesse totale imprimée au mobile sera proportionnellement à la force qui la développe.

Il résulte de là que pour avoir le rapport numérique des grandeurs de deux forces constantes, il suffit de déterminer expérimentalement celui des vitesses qu'elles impriment pendant le même temps à un même mobile.

Mesure des forces. — Masses. — En particulier si l'on désigne par m une force constante capable d'imprimer en l'unité de temps une vitesse égale à un corps A, toute autre force

constante F, qui, pendant le même temps, donnerait au même corps une vitesse v, devra satisfaire à la relation $\frac{F}{m} = \frac{v}{1}$, d'où $F = mv$.

L'expression numérique de m varie avec le corps que l'on considère. Elle définit et représente ce que l'on appelle la masse de ce corps ; et puisque l'on a toujours $\frac{F}{v} = m$, quel que soit F, on peut dire encore : que la masse d'un corps est l'expression du rapport qui existe entre la valeur numérique d'une force constante quelconque, et celle de la vitesse qu'il en reçoit pendant l'unité de temps. Il est à peine nécessaire de faire remarquer que d'après ces définitions, si l'on réunit plusieurs mobiles dont les masses respectives sont m_1, m_2, m_3, celle du corps total qui résultera de leur assemblage sera égale à $m_1 + m_2 + m_3$. Le rapprochement de ces corps ne modifie en effet en rien l'action qu'exerce sur chacun d'eux la force capable de lui communiquer une accélération égale à 1.

Un mobile a une masse égale à l'unité, lorsque l'unité de force lui donne, en l'unité de temps l'unité de vitesse ; et de là résulte qu'une force constante quelconque a pour expression numérique celle de la vitesse qu'elle imprime à un pareil mobile, en l'unité de temps.

Quantité de mouvement. — On appelle quantité de mouvement d'un corps le produit mv de sa masse par la vitesse dont il est animé; d'après cette définition et d'après la relation $F = mv$ que nous avons établie plus haut, on voit que deux forces constantes, sont entre elles comme les quantités de mouvement qu'elles impriment, dans le même temps, à des masses différentes.

Dans le cas particulier où F serait égal à F', la relation $F : F' :: mv : m'v'$ deviendrait $\frac{mv}{m'v'} = 1$ ou $m : m' :: v' : v$. C'est-à-dire qu'une même force appliquée à des masses différentes leur imprime dans le même temps des vitesses inversement proportionnelles aux grandeurs de ces masses.

Enfin, dans le cas où $v = v'$, la relation $F : F' :: mv : m'v'$ devient $F : F' :: m : m'$, c'est-à-dire que les forces constantes qui impriment dans le même temps une même vitesse à des masses différentes, sont proportionnelles à celles-ci. Nous avions, quelques lignes plus haut, présenté cette proposition sous une forme un peu différente.

CHAPITRE II

DE LA PESANTEUR.

§ 1. — LOIS DE LA CHUTE DES CORPS.

Le phénomène de la chute des corps est un de ceux qui fixèrent l'attention des anciens philosophes. Aristote, en particulier, s'en occupe en divers points de ses ouvrages, et pourtant, les lois en restèrent ignorées jusqu'au commencement du XVIIe siècle. Ce fut Galilée qui les découvrit.

Fil à plomb. — La direction que les corps suivent en tombant, est donnée par un appareil d'une extrême simplicité, connu de tout le monde sous le nom de fil à plomb. Que l'on conçoive en effet, un fil très-flexible, fixé par une de ses extrémités, et portant à l'autre un corps pesant de petite dimension, une balle de plomb, par exemple. Il est bien évident que ce fil ne peut empêcher le mouvement de la balle, à moins d'être dirigé suivant la ligne même que celle-ci tend à parcourir; donc enfin, la direction de la chute des corps est donnée par le fil à plomb en repos.

Cette direction se nomme la verticale. Elle est constante en chaque lieu; ou, en d'autres termes, des fils à plomb qui ne sont pas trop distants les uns des autres, sont parallèles.

Et en effet, si l'on considère deux quelconques d'entre eux, on voit, d'une part, qu'ils sont dans un même plan, car, à l'œil ou à la lunette, on peut les projeter l'un sur l'autre; et d'autre part, dans le court intervalle où les mesures sont possibles, ils ne semblent pas se rapprocher.

Les conditions nécessaires à leur parallélisme se trouvent donc remplies. Mais il faut bien remarquer que les apparences seraient exactement les mêmes, si, au lieu d'être rigoureusement parallèles, les fils que l'on considère convergeaient vers un point très-éloigné; car, d'abord, tous les rayons d'une sphère peuvent deux à deux se projeter l'un sur l'autre; et de plus, si les dimensions de cette sphère sont très-grandes, deux rayons voisins, dans un intervalle peu considérable, ne semblent pas se rapprocher, quoique pourtant ils ne conservent pas entre eux un parallélisme absolu.

En réalité c'est de cette manière qu'il faut entendre le parallélisme des fils à plomb voisins, car à parler rigoureusement cha-

cun d'eux est perpendiculaire au plan mené tangentiellement à la surface terrestre au lieu de l'observation; ou, ce qui revient au même, la verticale en chaque point du globe, est perpendiculaire à la surface des eaux tranquilles.

Pour établir cette nouvelle proposition on peut simplement avoir recours aux procédés de mesure indiqués par la géométrie.

Mais on peut remarquer aussi qu'elle est une conséquence nécessaire de l'extrême facilité avec laquelle les molécules d'un liquide glissent les unes sur les autres. Il en résulte en effet de cette mobilité, que les molécules de la surface, ne peuvent rester en équilibre, si cette dernière n'est point précisément perpendiculaire à la direction suivant laquelle elles tendent à tomber.

Chute de corps. — Tout mouvement suppose une force; celle qui fait tomber les corps a reçu le nom de pesanteur, et les détails qui précèdent définissent la direction de son action.

Cette action ne peut pas être assimilée à une impulsion unique, car les plus simples observations prouvent que le mouvement de chute s'accélère graduellement; la pesanteur agit donc d'une manière continue sur les corps. De plus, si rien ne contrarie son action, elle les fait tous tomber également vite, ou, si l'on aime mieux, elle leur imprime à tous la même vitesse dans le même temps, quelles que soient leurs dimensions ou leur nature.

Cette importante proposition fut longtemps méconnue; on enseignait même, que les vitesses avec lesquelles tombent les corps sont proportionnelles à leurs masses, et cela, parce que l'on avait remarqué qu'une sphère creuse de métal fort mince et de grandes dimensions, tombe moins rapidement qu'une petite boule solide de même substance; mais cet argument est sans valeur. Pour le prouver, Galilée fit tomber du haut de la cathédrale de Pise plusieurs sphères de volumes égaux ou à peu près, mais de densités fort différentes; toutes arrivèrent au sol à peu près en même temps; et, quant aux légers retards qu'il observa dans le mouvement des moins pesantes, il n'hésita pas à l'attribuer à la résistance de l'air; en effet, dans les conditions de l'expérience, cette résistance s'exerçait sur toutes les sphères à peu près avec la même énergie; elle devait donc ralentir davantage la marche de celles qui sous le même volume, offraient une masse moins considérable.

Actuellement, on démontre très-simplement dans les cours le fait dont il s'agit, à l'aide d'une expérience imaginée par Newton.

Dans un tube de trois mètres de long, on met de petits morceaux de plomb, de papier, de bois, de liége; puis, à l'aide d'une machine particulière, on extrait tout l'air du tube, et le retournant brusquement, on fait tomber à la fois tous les corps

dont nous venons de parler. Or, tous arrivent ensemble à l'extrémité inférieure; mais si l'on rend de l'air, on voit graduellement reparaître entre les temps de leurs chutes, les différences habituelles.

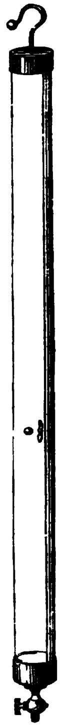


Fig. 16.

Avant d'aller plus loin, nous déduirons du principe qui vient d'être établi un corollaire fort important.

Soient M et M', les masses de deux corps quelconques, P et P' leur poids; c'est-à-dire les forces qui les font tomber. Ces forces différentes leur impriment pendant le même temps la même vitesse g. Donc elles sont proportionnelles à leurs masses, d'après ce qui a été dit page 16.

De plus, pour chacun de ces corps la valeur numérique de la masse sera $\frac{P}{g}$, puisque l'équation $m = \frac{P}{g}$ n'est qu'un cas particulier de la relation p'us générale $m = \frac{F}{v}$ par laquelle nous avons défini la masse.

La comparaison des masses revient donc à celle des poids et ainsi se trouve légitimée l'habitude où l'on est de confondre les mots poids et masses, dans le langage ordinaire.

Pour trouver expérimentalement les autres lois du mouvement que nous étudions, Galilée chercha à le retarder, parce que sa trop grande vitesse se prête mal aux observations. Dans ce but, à la chute directe suivant la verticale, il substitua la descente très-ralentie le long d'un plan incliné; et en effet, il est facile de voir que quand un corps glisse le long d'un pareil plan, les vitesses qu'il possède aux différentes époques de son mouvement croissent exactement comme en chute libre; seulement leurs grandeurs absolues sont d'autant moindres que l'inclinaison du plan sur l'horizon est plus faible

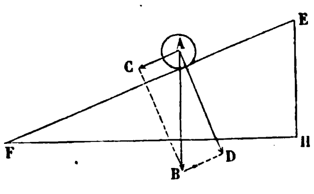


Fig. 17.

Soit, en effet, un corps placé sur un plan incliné EF et AB la force qui le sollicite à descendre suivant la verticale; la composante efficace de cette force, celle qui est parallèle au plan, a pour valeur $AC = AB \times \frac{EH}{EF} = AB \times \sin EFH$; et cela quelle que soit la position du mobile sur le plan.

A chaque instant la force qui produit le glissement, est donc une fraction constante de l'action de la pesanteur, et dès lors, abstraction faite du frottement, on voit que le mouvement le long du plan incliné ne sera qu'une copie réduite de celui que le mobile prendrait en chute libre.

Le plan incliné de Galilée, était une espèce de gouttière hémi-cylindrique, creusée dans une forte pièce de bois que l'on pouvait

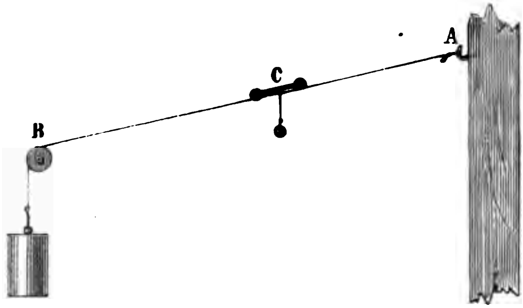


Fig. 18.

incliner plus ou moins à l'horizon, le mobile était une balle de cuivre. Il paraît aussi qu'il employa pour le même objet une longue corde bien tendue AB sur laquelle glissait un petit chariot à roulettes très-mobiles C.

Dans tous les cas, les espaces parcourus dans le mouvement de descente furent trouvés proportionnels aux carrés des temps comptés depuis l'origine : le mouvement était donc uniformément accéléré ; par suite l'intensité de la pesanteur est constante.

Au temps de Galilée, Grimaldi et Riccioli vérifièrent ces résultats, en observant directement la chute libre des corps dans l'air. Longtemps après, Newton et Desaguilliers revinrent sur le même sujet ; ils firent tomber des balles de plomb de différentes hauteurs dans l'église Saint-Paul à Londres, et les nombres qu'ils obtinrent vérifièrent complétement la loi établie par le savant italien.

Voici du reste les résultats de ces nouvelles observations.

TEMPS.	ESPACES PARCOURUS.
2''	60 μ.
3''	135
4'' $\frac{1}{4}$	240

Pour montrer l'accord de ces déterminations avec la théorie du mouvement uniformément accéléré, il suffit de remarquer, que les nombres 60, 135, 240, sont précisément entre eux comme les carrés 4, 9 et 16 des expressions numériques des temps 2″ 3″ 4″. A la vérité le dernier intervalle de temps observé, est 4″ $\frac{1}{4}$, et non pas 4, mais ce retard d'un quart de seconde est dû simplement à la résistance de l'air.

§ 2. — MACHINE D'ATWOOD.

En 1782, un docteur anglais, Atwood, professeur à l'université de Cambridge, fit connaître une machine très-ingénieuse, à l'aide de laquelle on peut étudier la chute des corps, plus complétement, et plus commodément qu'avec le plan incliné de Galilée. Voici le principe sur lequel sa construction repose.

Principe de la machine. — Si aux deux extrémités d'un fil AB, enroulé sur une poulie R très-mobile, on attache des poids égaux, l'équilibre subsistera dans toutes les positions possibles. Mais, si l'on vient à poser sur l'un d'eux P′, une petite masse additionnelle μ, tout le système se trouvera mis en mouvement; la masse P′ + μ descendra tandis que P, au contraire, s'élèvera; seulement, à chaque époque du mouvement, la vitesse sera beaucoup plus petite que celle dont, au même instant, eût été animée la masse additionnelle μ tombant en liberté. Dans les deux cas, en effet, la force motrice efficace n'est jamais que l'action de la pesanteur sur μ; mais, dans le premier, la masse totale 2P + μ que cette force doit mouvoir, est beaucoup plus grande que dans l'autre. Si, par exemple, $P = 49{,}5$ et $\mu = 1$, on aura $2P + \mu = 100$, la masse à mouvoir dans le premier cas sera donc 100 fois plus grande que dans le second; et par suite, la vitesse acquise au bout du même temps devra être 100 fois moindre.

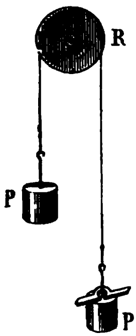


Fig. 19.

C'est ici, comme on voit, l'application d'un principe que nous avons énoncé plus haut dans les termes suivants :

Quand deux forces égales agissent pendant le même temps sur des masses différentes, les vitesses qu'elles leur impriment sont inversement proportionnelles aux grandeurs de ces masses.

La machine d'Atwood est faite d'une forte colonne de bois, haute de deux mètres et demi environ, et terminée à sa partie supérieure par une plate-forme qui supporte la pièce principale de

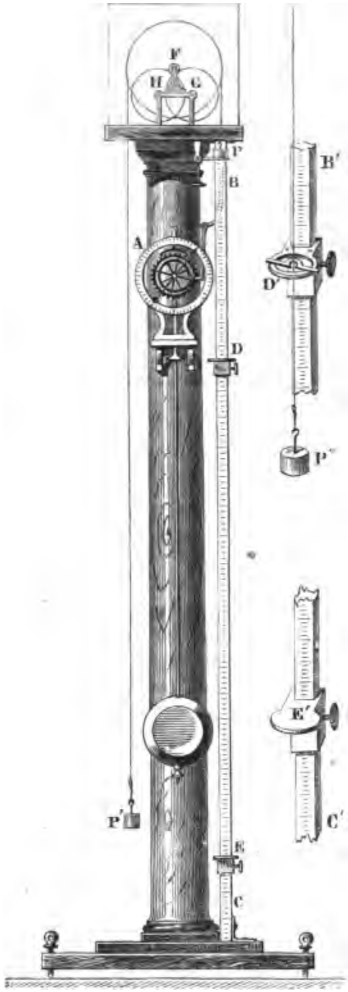


Fig. 20.

tout l'appareil, c'est-à-dire cette poulie dont nous venons de parler. Pour obtenir le plus de mobilité possible, on fait ordinairement reposer chacun des bouts de l'axe de cette poulie, non pas dans un coussinet fixe, mais bien sur les circonférences croisées de deux roulettes très-légères elles-mêmes.

Le fil qui porte les poids passe à travers la plateforme et descend parallèlement à une règle divisée. Le long de cette règle se meuvent des curseurs pleins ou évidés, que l'on peut arrêter en tel point que l'on veut, à l'aide d'une vis de pression.

Contre la colonne, est attaché un compteur à secondes qui, d'une part, donne la mesure du temps dans les expériences, et qui d'autre part, règle le départ du mobile dont on observe la chute; voici comment:

Au niveau de la division zéro de la règle, est fixé un axe horizontal A (fig. 21), portant deux petites lames métalliques B et C. On rend celles-ci horizontales, lorsqu'on appuie l'extrémité de C sur le bout d'une tige FD, mobile autour du point E, et que le mouvement de l'horloge fait marcher d'une manière continue. Au moment où le compteur passe au zéro des divisions, la lame C cesse d'être soutenue, la lame B s'abaisse et le poids tombe.

On voit à peu près, combien de divisions sont parcourues dans la première seconde, et l'on achève de déterminer exactement cet espace, en plaçant le curseur plein de manière que le poids le choque au second battement de l'horloge. En continuant de la même manière, on constate qu'en deux secondes, l'espace parcouru est quadruple de celui qui l'avait été dans la première, et ainsi de suite.

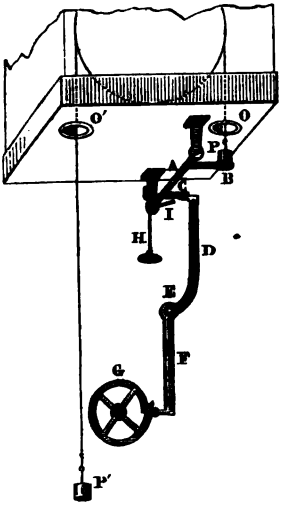


Fig. 21.

Loi des vitesses. — Pour vérifier la loi des vitesses, on met sur la masse qui doit descendre, un poids additionnel de forme allongée ; et l'on place un curseur évidé au point où il arrive au bout de la première seconde. L'ouverture du curseur annulaire laisse passer la masse principale, mais arrête le poids additionnel, en telle sorte que l'action de la force accélératrice se trouve instantanément supprimée. Alors, comme on peut aisément s'en assurer, le mouvement devient uniforme, et l'espace parcouru, uniformément, dans la deuxième seconde, est double de celui qui l'a été pendant la première, d'un mouvement accéléré.

Si l'on enlevait la masse accélératrice au bout de deux secondes, on trouverait que la vitesse alors acquise est juste double de ce qu'elle était à la fin de la première.

Démonstration expérimentale de la proportionnalité des forces aux vitesses. — Enfin, on peut encore obtenir, avec cette machine, une démonstration expérimentale directe du principe de la proportionnalité des forces aux vitesses. Pour cela on fait en sorte que, par exemple, dans une première expérience les deux masses M pèsent chacune $47^g \frac{1}{2}$ et la masse additionnelle 5^g ; puis, que dans une deuxième, les masses principales soient chacune du poids de 45^g, tandis que l'autre en pèse 10. On voit alors, que la vitesse acquise par le système, en une seconde, dans le second cas est double de celle qu'il avait prise dans le premier. Ainsi, la masse qui se meut, restant toujours la même et égale à 100, la vitesse acquise, double en même temps que la force motrice : le principe est donc démontré.

§ 3. — MACHINE DE M. MORIN.

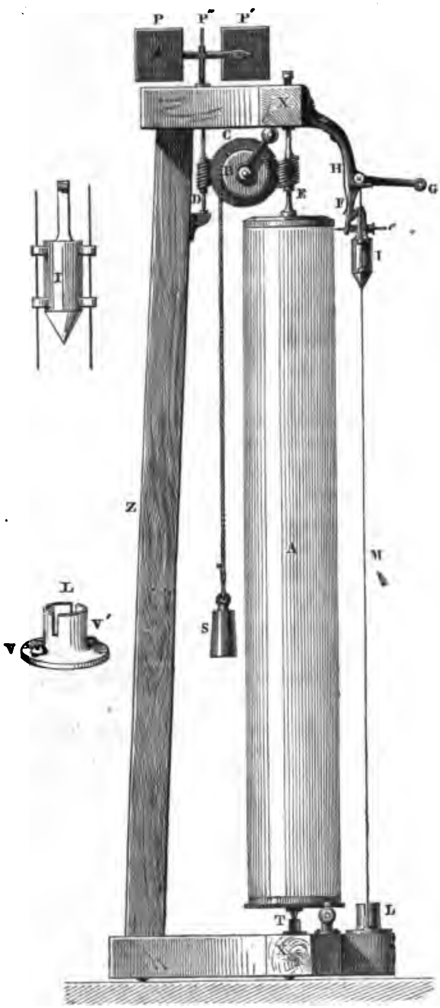


Fig. 22.

Dans ces dernières années, M. Morin a imaginé un appareil, à l'aide duquel on peut observer directement le mouvement de chute libre des corps, sans avoir besoin d'opérer sur une échelle très-considérable comme le firent Galilée, Grimaldi et Newton; et sans avoir pourtant à craindre l'influence d'une erreur sensible sur l'estimation de la très-courte durée du phénomène.

L'appareil de M. Morin se compose essentiellement d'un cylindre vertical A (fig. 22) d'environ 1,50 de haut, mobile autour d'un axe vertical TE, et d'une masse pesante I, qui peut tomber librement le long d'un fil rigide IL parallèle à l'axe TE. Un crayon *l* attaché à cette masse touche toujours par sa pointe la surface du cylindre.

Lorsque la masse I est en repos, et que le cylindre tourne, le crayon décrit sur sa surface un cercle

$\omega\beta\beta'$ parallèle à sa base. Si au contraire la masse tombe, tandis que le tambour est immobile, sur la surface de celui-ci, se trouve tracée une droite parallèle à son axe; enfin, quand le cylindre et le corps I sont animés tous les deux des mouvements qu'ils peuvent prendre, le crayon imprime sur la surface mobile une courbe rampante.

Si maintenant par un point quelconque α de cette courbe on conçoit tracée la génératrice correspondante, jusqu'au point β où elle rencontre le cercle $\omega\beta\beta'$, il est clair, d'abord, que la ligne $\alpha\beta$ sera l'espace parcouru par I depuis le commencement de la chute; d'autre part, que si le tambour tourne uniformément, l'arc compris entre β et le point ω où se trouvait le crayon à l'origine, représentera le temps écoulé depuis l'instant où le mobile a été abandonné à lui-même.

D'après cela voici comment on conduit l'expérience :

La masse I étant maintenue dans la position où elle se trouve sur la figure, on fait tourner le cylindre par la chute du poids S. — Lorsque le volant P P' a régularisé le mouvement, on appuie sur l'extrémité G du levier coudé GF; la masse I tombe alors guidée dans sa chute par le fil M, et se trouve au bas de sa course reçue dans la pièce creuse L.

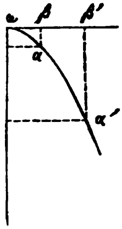


Fig. 23.

Alors, on développe le papier qui recouvrait le tambour et l'on y retrouve et la trajectoire $\omega\alpha\alpha'$ (fig. 23), et la ligne $\omega\beta\beta'$ dans laquelle s'est transformé le cercle que le crayon traçait lorsque I était immobile.

Il est alors facile de constater que les ordonnées $\alpha\beta$ $\alpha'\beta'$ ... sont proportionnelles aux carrés des distances $\omega\beta$ $\omega\beta'$: — Ce qu'il fallait établir.

L'étude de la courbe $\omega\alpha\alpha'$ conduit immédiatement à la connaissance des vitesses dont se trouve animé le mobile, aux différents instants de sa chute.

En effet, la différence $\alpha'\beta' - \alpha\beta$ est évidemment le chemin qu'il parcourt pendant le temps égal à $\dfrac{\omega\beta' - \omega\beta}{u}$, u étant la vitesse constante d'un point quelconque du cylindre tournant.

Lorsque cet intervalle de temps sera excessivement petit, la vitesse v de chute au point α s'obtiendra d'après ce que nous avons vu (page 4), en divisant l'espace $\alpha'\beta' - \alpha\beta$ par le temps $\dfrac{\omega\beta' - \omega\beta}{u}$ employé à le parcourir; en d'autres termes, on aura l'équation

$$v = \frac{\alpha'\beta' - \alpha\beta}{\omega\beta' - \omega\beta} \times u.$$

Or, la fraction $\frac{\alpha'\beta' - \alpha\beta}{\omega\beta' - \omega\beta}$ est évidemment la tangente trigonométrique de l'angle que fait avec la ligne $\omega\beta\beta'$ le prolongement de la corde $\alpha\alpha'$, laquelle se confond ici avec la tangente au point α. On peut donc trouver graphiquement la valeur de la vitesse. Sans passer par cette construction, on peut voir qu'à chaque instant de la chute cette vitesse est proportionnelle au temps compté depuis l'origine. En effet, nous savons que les distances $\alpha\beta$ sont proportionnelles aux carrés des lignes $\omega\beta$; donc, en général, on a $\alpha\beta = C . \overline{\omega\beta}^2$ C étant une constante numérique. De là

$$\alpha'\beta' - \alpha\beta = C . (\overline{\omega\beta'}^2 - \omega\beta^2) = C . (\omega\beta' - \omega\beta)(\omega\beta' + \omega\beta)$$

et
$$\frac{\alpha'\beta' - \alpha\beta}{\omega\beta' - \omega\beta} = C . (\omega\beta' + \omega\beta);$$

ou quand les points α et α' sont fort voisins,

$$\frac{\alpha'\beta' - \alpha\beta}{\omega\beta' - \omega\beta} = 2\, C\, \omega\beta$$

mais $\omega\beta$ est proportionnel au temps, et $\frac{\alpha'\beta' - \alpha\beta}{\omega\beta' - \omega\beta}$ à la vitesse. — Donc les vitesses et les temps sont proportionnels entre eux, dans le mouvement de chute des corps.

§ 4. — DÉTERMINATION DE L'INTENSITÉ DE LA PESANTEUR.

D'après les principes généraux que nous avons posés sur la mesure des forces (page 16), pour déterminer l'intensité de l'action que la pesanteur exerce sur le corps dont la masse est 1, il faut voir quelle vitesse elle lui peut imprimer en une seconde ; ou plus simplement, puisque les corps gros ou petits, d'une nature ou d'une autre, tombent également vite, il suffit de chercher quelle est, en une seconde de temps, la vitesse acquise en chute libre par un corps quelconque. L'expression numérique de cette vitesse est celle de la force qu'il s'agit d'évaluer.

De là résulte, que la machine d'Atwood pourrait servir à résoudre la question qui nous occupe, s'il était permis de négliger les pertes de vitesse dues à la mise en mouvement du fil et des poulies d'une part, et d'autre part, à la résistance de l'air.

Telle qu'elle est, elle donne déjà une première idée du nombre que l'on cherche. Mais il faut se hâter d'ajouter, que cette première approximation est tout à fait insuffisante, et bien éloignée de

l'exactitude que l'on obtient en suivant les méthodes découvertes par Galilée et Huygens.

Nous allons dans ce qui suit chercher à faire comprendre le principe de ces procédés rigoureux.

§ 5. — DU PENDULE.

Lorsqu'un fil à plomb est écarté de sa position d'équilibre, il y revient par une série d'oscillations, qui peuvent se continuer pendant très-longtemps, pourvu que la suspension soit suffisamment parfaite. Or, comme bien évidemment ce mouvement oscillatoire est dû à l'action de la pesanteur, on conçoit que son étude puisse conduire à l'appréciation de l'intensité avec laquelle elle agit; mais, pour ne laisser rien de vague sur ce point important, il est bon d'entrer dans quelques détails sur la manière même dont se produit le mouvement pendulaire.

Pendule simple. — On supposera, suivant l'usage, qu'il s'agit d'un pendule simple, c'est-à-dire d'un pendule dont le fil soit inextensible et sans poids; et dont la masse entière soit concentrée au point extrême M.

Lorsque ce point M n'est plus sur la verticale CV du point de suspension C (fig. 25), l'action de la pesanteur sur lui n'est plus détruite. D'autre part elle n'est pas non plus complétement libre, puisque M est assujetti à rester sur l'arc de cercle décrit du centre C et du rayon CM. Pour prévoir ce qui va arriver, il suffit de remarquer, qu'une force MP agissant verticalement en M, peut toujours, d'après les principes antérieurement posés, être décomposée en deux autres, l'une dirigée suivant le prolongement du fil CM et l'autre suivant la tangente MY. Soient MX et MY ces deux composantes. La première est détruite par l'inextensibilité du fil; la deuxième, complétement efficace, imprime au mobile une certaine vitesse tangentielle.

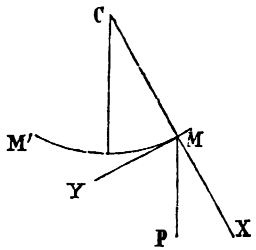


Fig. 24.

Le mouvement commence donc, et va en s'accélérant, puisque l'action de la force est continue; mais l'accélération n'est pas uniforme comme en chute libre. En effet, à mesure que le mobile se rapproche du point le plus bas de la courbe V, l'angle PMX diminue, et par suite la longueur MY de la composante efficace; en V cette composante est nulle. Mais le mobile, quand il passe

en ce point, possède une vitesse acquise, en vertu de laquelle il remonte de l'autre côté de sa position d'équilibre; et comme aux différents points de sa demi-oscillation ascendante, la pesanteur lui enlève ce qu'elle lui avait donné de vitesse aux points correspondants de sa descente, on conçoit qu'il remontera jusqu'en un point M′ symétrique de M par rapport à CV, s'y arrêtera pour redescendre aussitôt, et ainsi de suite indéfiniment.

Isochronisme des petites oscillations. — La durée de l'oscillation est indépendante de l'amplitude VM, pourvu que celle-ci soit petite.

Galilée découvrit cette loi fondamentale, en observant les mouvements d'une lampe suspendue à la voute d'une église. Il remarqua que l'étendue des arcs qu'elle décrivait, décroissait graduellement, mais que le nombre des battements effectués dans le même temps était toujours le même à quelqu'époque du mouvement qu'on les observât.

On peut du reste aisément se rendre compte de cet isochronisme des petites oscillations, en partant de ce fait, qu'à chaque instant, la composante efficace de l'action de la pesanteur sur le mobile, est proportionnelle au sinus de l'angle, c'est-à-dire à cet angle lui-même lorsqu'il est suffisamment petit. Supposons, en effet, que deux pendules parfaitement semblables A et B soient abandonnés à eux-mêmes, après avoir été écartés de leurs positions primitives, l'un d'un certain angle α, l'autre, d'un angle double 2α; partageons dans les deux cas, le temps de la descente en intervalles égaux, et assez petits pour que, dans chacun d'eux, la force puisse être considérée comme constante. Pendant le premier instant, le pendule A reçoit une vitesse moitié de celle qui est communiquée à B, et parcourt moitié moins d'espace que lui. Au second instant l'action de la force sur A est encore moitié de ce qu'elle est sur B, et comme les vitesses acquises ont aussi entre elles ce même rapport de 1 à 2, il en sera de même des espaces parcourus durant le second instant. En continuant à raisonner de même, on voit que dans des temps égaux, le premier pendule parcourt toujours un arc moitié de celui que décrit l'autre; et cela suffit pour établir la loi de l'isochronisme, puisque l'amplitude totale de l'arc décrit par le second pendule est deux fois plus grande que celle du premier [1].

1. La courbure de la trajectoire n'infirme pas la validité de ce raisonnement; et cela tient à l'extrême petitesse de la perte que la vitesse du mobile éprouve en chaque point de la courbe, par suite du changement de direction de son mouvement. Soit en effet ω l'angle des tangentes en deux points voisins M et M′ et v la vitesse au premier de ces points, elle deviendra $V \cos \omega = V\left(1 - \frac{\omega^2}{2}\right)$ en M′. à la limite de petitesse de ω, la perte $V\frac{\omega^2}{2}$ est tellement petite, qu'en la multi-

Galilée reconnut encore, qu'en un même lieu, tous les pendules de même longueur, marchent également vite, quels que soient le poids ou la nature du corps oscillant M. La masse de celui-ci est donc toujours proportionnelle à la force qui lui donne le mouvement; c'est à-dire à son poids : plus généralement, pour tous les corps, les poids sont proportionnels aux masses; et tous doivent tomber également vite.

Ainsi se trouvait vérifiée par une méthode beaucoup plus précise, l'exactitude des observations faites en l'église de Pise, sur la chute libre des corps dans l'air.

Si l'action de la pesanteur sur l'unité de masse venait à changer, la rapidité du mouvement pendulaire éprouverait nécessairement une variation correspondante. Mais suivant quelle loi l'un de ces éléments dépend-il de l'autre?

Formule du pendule simple. — On peut facilement établir, qu'entre le temps T, d'une petite oscillation du pendule, la longueur l du fil de suspension et l'intensité g de la force accélératrice, existe la relation

$$T = \pi \sqrt{\frac{l}{g}}$$

Cette formule, qui donne le temps de l'oscillation indépendamment de l'amplitude, établit par cela même la loi de l'isochronisme.

Elle montre de plus que les temps des oscillations sont proportionnels aux racines carrées des longueurs du pendule ;

Et qu'enfin ces mêmes temps sont réciproquement proportionnels aux racines carrées de l'intensité de la force accélératrice g.

Pour bien voir comment on arrive à ces deux dernières conséquences, il suffit de remarquer que, pour un autre pendule différent du premier, on aurait $T' = \pi \sqrt{\frac{l'}{g'}}$. En divisant cette seconde égalité par la précédente, on arrive à la relation

$$\frac{T'}{T} = \sqrt{\frac{l'}{l}} \times \sqrt{\frac{g}{g'}}.$$

Que l'on suppose maintenant ou $g = g'$ ou $l = l'$ et l'on déduira de cette relation la démonstration de l'une ou de l'autre de nos deux propositions.

Si l'on appelle N et N' les nombres d'oscillations faites dans le même temps par nos deux pendules, on aura évidemment

pliant par un nombre N assez grand pour que $N\omega$ ait une valeur finie a, elle reste encore négligeable ; puisqu'elle devient alors égale à $a\omega$, produit dont un des facteurs s'évanouit à la limite.

$\frac{T}{T'} = \frac{N'}{N}$, d'où résulte $\frac{N'}{N} = \frac{T}{T'} = \sqrt{\frac{g'}{g}}$ ou $\frac{N'^2}{N^2} = \frac{g'}{g}$. On fait un fréquent usage de ce nouveau corollaire.

Vérifications. — Lorsque l'on veut vérifier expérimentalement toutes ces conséquences, on ne peut pas évidemment opérer avec un pendule simple, mais on arrive à des résultats satisfaisants en employant des pendules formés d'une sphère pesante, suspendue par un fil très-fin.

Dans les Mémoires de l'Académie pour 1735, M. de Mairan donne des renseignements intéressants sur la manière dont il construisait les pendules qu'il employait à ses observations. La masse principale était une sphère de cuivre de un pouce de diamètre. Elle était suspendue par un fil végétal, fil d'aloës ou de pite, sans torsion, et d'un seul brin; pour l'y attacher, on prenait une petite mouche de taffetas bien enduite de colle; après l'avoir percée en son centre, on y faisait passer le bout du fil, qui se repliant sur la colle s'attachait avec elle sur la surface de la boule. Enfin, à son extrémité supérieure, le fil était solidement serré dans une pince fort solide, attachée à une poutre massive (fig. 25).

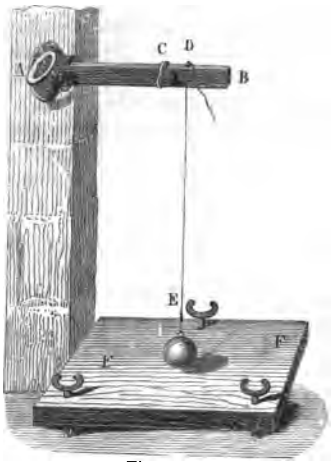


Fig. 25.

Pour mesurer la longueur totale du pendule, M. de Mairan faisait glisser au-dessous, un plan de verre qu'il haussait, jusqu'à ce que l'extrémité inférieure du diamètre vertical de la boule vînt à le raser, au moment où celle-ci passait au point le plus bas de sa course. Avec une règle à coulisse divisée avec soin, on pouvait alors prendre la distance de ce plan, au plan également horizontal, qui terminant la pince à la partie inférieure, contenait le point d'attache du fil.

Enfin, le diamètre de la sphère pouvant aussi s'estimer avec précision, l'on avait toutes les données nécessaires pour calculer la distance de son centre à la pince.

Cette distance, il est vrai, n'est pas absolument celle du pendule

simple qui ferait son oscillation dans le même temps que celui dont on se sert. Mais la différence est assez faible pour qu'elle n'influe pas d'une manière considérable sur la vérification de la loi des longueurs.

Méthodes des coïncidences. — On doit aussi à M. de Mairan un procédé très-ingénieux pour compter sans fatigue, et par suite avec sûreté, un grand nombre d'oscillations pendulaires. Voici en quoi il consiste :

Derrière le pendule astronomique, on met une horloge qui inscrit elle-même ses battements sur son cadran, et l'on s'arrange de façon que le balancier de cette horloge ait une marche légèrement différente de celle du pendule, un peu plus lente, par exemple.

On fait partir les deux appareils ensemble, de façon qu'au commencement du mouvement ils passent ensemble à la verticale. Mais le pendule allant plus vite que l'horloge s'en écarte d'une manière continue ; bientôt il est à l'extrémité de sa course quand le balancier est au milieu de la sienne et quelque temps après les deux mobiles passent de nouveau à la verticale, au même instant, mais avec des vitesses de sens opposés. A ce moment, le pendule a gagné une oscillation sur l'horloge ; et le double mouvement continuant, ce gain d'une oscillation se reproduit périodiquement à chaque nouvelle coïncidence.

D'après cela, si pendant toute la durée de l'expérience on compte les coïncidences, et si on ajoute leur nombre à celui des battements de l'horloge, lequel est marqué par les aiguilles sur le cadran, on aura le nombre des oscillations faites par le pendule ; nous supposons que l'on termine l'observation au moment d'une coïncidence.

L'emploi du pendule à la détermination de l'intensité absolue de la pesanteur se présente de lui-même. En effet de la formule $t = \pi\sqrt{\frac{l}{g}}$ on déduit en élevant au carré, $t^2 = \pi^2\frac{l}{g}$, d'où $gt^2 = \pi^2 l$, et $g = \frac{\pi^2 l}{t^2}$. Ainsi, pour avoir la valeur de la vitesse acquise au bout d'une seconde par les corps qui tombent librement il faudrait, s'il était possible, mesurer avec soin la longueur l d'un pendule simple, déterminer le nombre t de secondes qu'il mettrait à faire son oscillation, et substituer ces valeurs dans la formule précédente.

Pendule composé. — En réalité, on opère toujours avec des pendules composés dont l'oscillation est plus rapide que celle des

pendules simples de même longueur, puisque les points α voisins de l'axe de suspension A, tendant à osciller plus vite que ceux qui sont à l'autre extrémité M de l'appareil, accélèrent nécessairement le mouvement de ceux-ci.

Mais les géomètres ont donné des règles pour calculer la longueur du pendule simple, qui fait son oscillation dans le même temps qu'un pendule composé dont les différentes parties ont des formes et des poids connus; et c'est la longueur de ce pendule simple, synchrone avec celui dont on fait usage, qui entre réellement dans le calcul.

Enfin, pour ne rien négliger dans ces déterminations délicates, on tient compte encore des très-légères influences que peuvent avoir : 1° l'action de l'air sur la masse oscillante; 2° la grandeur de l'oscillation qui n'est jamais aussi petite que le suppose la formule mais nous n'avons pas à insister sur ces points.

Huygens, le premier, a employé le pendule à l'usage que nous venons d'indiquer ; ses observations l'ont conduit à admettre 15 pieds 1 pouce pour mesure de l'espace parcouru à Paris par les corps dans la première seconde de leur chute.

Variations de l'intensité de la pesanteur. — Quelque temps après ces premières déterminations, en 1672, Richer reconnut qu'à Cayenne la longueur du pendule à secondes devait y être moindre qu'à Paris d'environ $1^{l}\frac{1}{4}$ ou 0,00282; et l'année suivante, Picard annonçait que ce raccourcissement indique une véritable diminution dans l'intensité de la pesanteur à l'équateur.

Depuis cette époque il fut fait un grand nombre d'observations pour déterminer la valeur de cette force aux différents points du globe.

Toutes vérifièrent le fait annoncé par Richer, elles établirent en outre que sous une même latitude l'intensité de la pesanteur diminue lorsqu'on s'élève dans l'atmosphère. Ainsi, d'après La Condamine et Bouguer, un pendule qui fait au bord de la mer 98770 oscillations en un jour n'en exécute plus que 98740 à Quito, à une hauteur de 9036 pieds ou (2935^{m}), et seulement 98720 sur le Pichincha à 14988 pieds ou (4868^{m}) du niveau de l'Océan.

Enfin, d'après les mesures plus récentes de Borda et des savants contemporains, l'intensité de la pesanteur est à Paris 9,8088, et par suite la longueur du pendule simple battant la seconde égale $0^{m},99384$.

A l'équateur la pesanteur est moins intense, sa valeur numérique n'est plus que 9,7800.

Au pôle au contraire elle est plus considérable, et à la latitude 80 elle devient 9,8293.

La différence entre ces deux extrêmes est $\frac{1}{196}$ de la valeur moyenne, ce qui est très-appréciable. Nous dirons plus tard à quelles causes il la faut attribuer.

CHAPITRE III

ATTRACTION.

§ 1. — DE L'ATTRACTION UNIVERSELLE.

Pour compléter ce que nous avons à dire sur la pesanteur, il reste à faire voir qu'elle est le résultat d'une attraction exercée par le globe sur les corps voisins de sa surface.

L'idée d'une action attractive de la matière pour la matière, remonte à une époque très-reculée. On la retrouve déjà comme point essentiel dans les doctrines cosmogoniques de quelques philosophes grecs, mais elle ne s'y montre que sous une forme vague et indéterminée qui pendant longtemps la rendit stérile. En réalité, elle ne se formula nettement qu'au commencement du XVII[e] siècle, et ce fut Kepler qui le premier parut en comprendre toute l'étendue et toute l'importance. A ses yeux « le « soleil est le modérateur suprême des corps célestes ; cet astre, « qui échauffe et éclaire l'univers, est doué en outre d'une « vertu motrice qui se répand avec la plus grande célérité dans « l'immensité de l'espace, pour animer les planètes et les en- « chaîner dans leurs orbites ; cette vertu se propage en ligne « droite et décroît avec la distance ; enfin la pesanteur des corps « terrestres est un phénomène qui doit être assimilé à la gravita- « tion des planètes vers le soleil. »

Il est impossible d'être plus explicite.

Et pourtant, malgré ces brillantes intuitions, Kepler n'amena pas encore le principe de l'attraction universelle à l'état de vérité scientifique. Ce fut Newton qui, le premier, en donna une véritable démonstration ; ce fut Newton qui, le premier, fit voir *rigoureusement* que, dans les mouvements des corps célestes, tout se passe, en effet, comme s'ils étaient portés les uns vers les autres par une force directement proportionnelle aux masses agissantes et réciproque aux carrés des distances qui les séparent.

La matière attire donc la matière ; et dès lors, il est évident que les corps voisins de la terre doivent tomber vers elle, absolument comme les planètes tomberaient sur le soleil, si à un moment donné leurs vitesses acquises venaient à être anéanties. Mais pour mieux faire comprendre comment le principe nouveau que nous venons d'établir, rend compte de toutes les particularités du phénomène de la chute des corps, il faut entrer dans quelques détails.

Lorsqu'une couche sphérique homogène attire un point extérieur suivant les lois de la raison inverse du carré des distances et de la proportionnalité aux masses, elle agit comme si toute la matière qui la compose était réunie en son centre.

Or, la terre peut être assimilée à un globe formé de couches semblables : donc, 1°, en chaque point, sous la seule influence de l'attraction, la chute des corps devra se faire suivant la direction du rayon terrestre, ou si l'on aime mieux, suivant la normale à la surface.

2° A la surface de la terre la pesanteur devra paraître constante, parce que le faible espace que les corps parcourent en tombant est tout à fait négligeable par rapport au rayon du globe.

3° Il en serait tout autrement, si l'on pouvait observer le mouvement de chute à des distances du centre égales à 2, 3, 4 rayons terrestres. Les vitesses acquises dans la première seconde devraient alors être 4, 9, 16 fois moindres qu'à la surface, parce que ces vitesses comme les forces qui les développent varieraient suivant la loi de Newton.

C'est ainsi que s'explique le décroissement d'intensité de la pesanteur qu'indiquent les observations faites avec le pendule, à de grandes hauteurs au-dessus du niveau des mers.

A toutes ces raisons, si propres à établir que la pesanteur est une des formes sous lesquelles se manifeste à nous la gravitation universelle, Newton ajouta une preuve tout à fait saisissante qu'il sut faire ressortir de l'étude du mouvement lunaire.

La lune décrit autour du centre de notre globe une courbe que l'on peut assimiler à un cercle dont le rayon serait de soixante rayons terrestres, ou 60 R.

Le temps de la révolution est 2,360,580 secondes ; donc l'espace LA parcouru en une seconde est égal à

$$\frac{2\pi . 60\ R}{2,360,580} = \frac{2\pi R}{39343} = \frac{40000000}{39343} = 1016^{m},7$$

et la projection LB de cet espace sur le diamètre

$$= \left(\frac{2\pi R}{39343}\right)^{2} : 2.\ 60\ R = \pi\,\frac{2\pi R}{60.\ 39343^{2}} = 0^{m},00132$$

Or cet espace, dans l'hypothèse de l'attraction, est précisément celui qu'en une seconde de temps le centre de la lune parcourrait en se rapprochant de la terre, si elle était soumise à la seule action de notre planète.

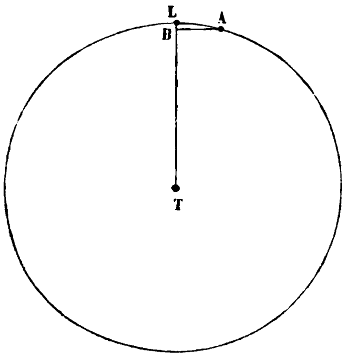


Fig. 26.

En effet, pendant le très-court intervalle de temps que nous considérons, la ligne qui joint les centres des deux astres peut être considérée comme ayant une direction constante. Dès lors le point L originairement animé d'une vitesse dirigée suivant la tangente en L, prend un mouvement composé tout à fait assimilable à celui que nous avons étudié page 14, et par suite, en se reportant à la règle que nous avons donnée alors pour déterminer la trajectoire, on voit que le point B, est bien celui où le mobile sous la seule action de la force centrale serait arrivé pendant le temps employé à parcourir réellement l'arc.

Or, le nombre 0,00132 est sensiblement égal à la 3600ᵉ partie de 4,9058.

Les choses se passent donc comme si la force qui retient la lune en son orbite, n'était que la pesanteur terrestre, diminuée suivant la loi de la raison inverse du carré des distances au centre de notre planète.

Il est impossible de donner une preuve plus complète de l'exactitude de notre proposition.

§ 2. — DÉVIATION DU FIL A PLOMB PAR LES MONTAGNES ET DÉTERMINATION DE LA DENSITÉ MOYENNE DE LA TERRE.

Déviation du fil à plomb.—Vers 1749, Bouguer et Lacondamine observèrent que dans le voisinage des montagnes, le fil à plomb se trouve légèrement dévié de la direction qu'il devrait avoir d'après la position du lieu de l'observation à la surface du globe.

Le sens de la déviation semblait indiquer que la masse pesante se porte vers la montagne ; et les savants observateurs virent dans cet effet une preuve nouvelle des idées de Newton sur l'attraction universelle.

Un peu plus tard, vers 1774, Maskeline répéta les observations de Bouguer en Écosse, auprès des monts *Shehallien*. En deux points d'un même méridien situés l'un au nord, l'autre au sud de la montagne, il observait la distance zénitale d'une même étoile, ou en d'autres termes les angles qu'en ces deux lieux la verticale faisait avec la ligne menée à l'étoile. La différence de ces deux angles aurait dû être égale à celle des latitudes des deux stations. Elle fut toujours trouvée plus forte de 11″,66 environ. La moitié de cet angle, ou 5,83, représente donc la déviation produite par la montagne sur le fil à plomb.

Quant à la différence des latitudes des deux stations, on la déduisait, dans ces expériences, de mesures géodésiques directes.

Expérience de Cavendish. — Enfin, à une époque plus récente encore, on parvint à montrer par des expériences directes, qu'à la surface de la terre les corps voisins se portent en effet les uns vers les autres lorsqu'on atténue suffisamment les résistances qui s'opposent à ces mouvements. On put même exprimer en grammes la valeur que prend leur attraction réciproque dans des circonstances déterminées, ou bien, en d'autres termes, on trouva l'expression numérique du rapport des actions que la terre d'une part, et un gros globe de plomb, d'autre part, peuvent exercer sur une même masse donnée.

La méthode qui conduisit à la solution de ces importantes questions, avait été imaginée par Mitchell de la Société royale

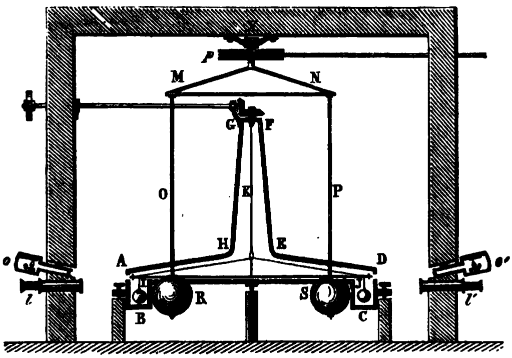


Fig. 27.

de Londres. Mais ce savant étant mort avant de terminer ses expériences, ce fut le célèbre chimiste Cavendish qui prit le soin

de les exécuter, en employant pour cela la machine que Mitchell avait fait construire.

Cette machine se compose essentiellement d'une partie très-légère et très-mobile, qui, sous l'action de centres d'attraction puissants, quitte pour se porter vers eux sa position première d'équilibre. Elle est représentée en vue générale et en plan dans les figures.

I J (fig. 27) est un levier en bois mince d'environ 2 mètres de long, suspendu en son milieu à un fil d'argent fort mince K, et portant de plus à ses deux bouts deux petites sphères de plomb bien égales entre elles ; le fil K est fixé à son extrémité supérieure dans une pince métallique, et il se trouve, ainsi que le levier, préservé des agitations de l'air par une cage de verre ABCDGF.

Extérieurement à cette cage, deux grosses sphères de plomb du poids de 158 kil. sont suspendues à de fortes barres O et P

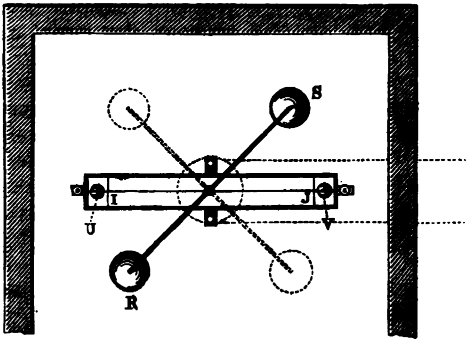


Fig. 28.

qui sont attachées à un châssis MN. Les petites sphères et les grosses ont leurs centres dans un même plan horizontal, et ces dernières peuvent être à volonté rapprochées ou écartées des deux autres, le châssis qui les supporte étant mobile autour d'un axe vertical dont la direction coïncide avec celle du fil K.

Lorsqu'à l'aide de la corde et de la poulie représentée en *p*, on approche les grosses sphères des parois de la cage ABCF, on voit le levier se porter vers les masses attirantes ; seulement, comme la torsion du fil fait obstacle à ce mouvement, au lieu de tendre à se fixer suivant la ligne des centres RS, il oscille autour d'une position intermédiaire entre cette dernière, et sa direction primitive IJ.

De l'étude de ces oscillations, Cavendish déduisit le rapport qui existe entre la masse de la terre entière et celle des globes de plomb dont l'attraction avait déplacé le levier. Pour nous, sans reproduire ici ses calculs, nous allons essayer de faire comprendre comment la seule observation de la position d'équilibre peut conduire au même résultat.

Pour simplifier, nous supposerons que les centres des grosses sphères et ceux des petites sont à même distance du point autour duquel s'accomplit la rotation du levier. Alors, comme les arcs I'R J'S sont petits, nous les confondrons avec les tangentes menées en I' et J' à la circonférence IR SJ (fig. 29).

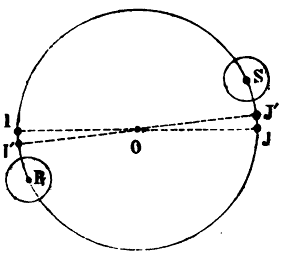


Fig. 29.

Des expériences directes peuvent faire connaître la valeur en grammes des forces qu'il faudrait faire agir aux deux bouts du levier, suivant ces directions I'R J'S pour l'écarter de sa position première d'un angle égal à celui dont il s'en éloigne sous l'action des sphères. Soit F cette valeur, φ l'action qu'exerceraient l'un sur l'autre, à l'unité de distance, deux corps dont les masses seraient égales à 1 ; soient, en outre, m et M les masses des petites et des grosses sphères, et D la distance de leurs centres ; on a $F = \varphi \frac{mM}{D^2}$ [1]. Soit enfin p le poids d'une des petites sphères, T la masse de la terre et R son rayon ; comme on peut supposer toute la masse terrestre concentrée au centre du globe, c'est-à-dire, à une distance R de la surface, on a nécessairement,

$$p = \varphi \frac{mT}{R^2} \text{ d'où } \frac{F}{p} = \frac{M}{T} \frac{R^2}{D^2}$$

Enfin, si on désigne par ρ le rayon des grosses sphères, δ la densité de la terre et d celle du plomb, on aura

$$\frac{F}{p} = \frac{\frac{4}{3}\pi\rho^3 d}{\frac{4}{3}\pi R^3 \delta} \frac{R^2}{D^2} = \frac{\rho^3}{R^3} \frac{d}{\delta} \frac{R^2}{D^2} = \frac{\rho^3}{RD^2} \frac{d}{\delta}$$

1. Les actions de S sur I' et de R sur J' sont négligeables à cause de la grandeur des distances auxquelles elles s'exercent, et aussi à cause de la petitesse des angles SI'J', RJ'I'.

d'où l'on peut tirer $\frac{d}{\delta}$. Des observations de Cavendish, il résulta que $\frac{d}{\delta} = 2,06$; et par suite $\delta = 5,5$

Dans les expériences que nous venons de citer, le fil K restait vertical à cause de la symétrie des différentes parties de l'appareil par rapport au centre de mouvement.

Enfin, pour éviter, d'une part les ébranlements, d'autre part l'agitation qui eût pu se produire dans l'air de la cage par suite des variations de température, l'observateur faisait les lectures à l'aide de lunettes l' presque entièrement contenues dans une pièce voisine de celle qui renfermait l'appareil. Quant à celle-ci, elle n'était éclairée que par des lampes à réflecteurs O,O', et se trouvait complétement à l'abri des brusques changements de la température extérieure.

CHAPITRE IV

CENTRE DE GRAVITÉ.

La pesanteur agissant sur toutes les molécules matérielles dont un corps est composé, le poids de celui-ci peut être regardé comme la résultante d'une série de forces parallèles, qui ne sont autres que les poids des molécules isolées.

Le point d'application de cette résultante se nomme centre de gravité ; on le détermine par les règles que nous avons antérieurement fait connaître ; — et l'on voit aisément qu'il peut, ou coïncider avec un des points du corps, ou tomber en dehors.

Ainsi, par exemple, dans le cas d'un anneau solide, il est évidemment placé au centre du cercle dont l'anneau représente la circonférence, et ce point ne fait pas partie de l'anneau lui-même.

Lorsque le centre de gravité d'un solide lui est invariablement lié, il suffit de le soutenir pour que le corps entier soit en équilibre. Mais cet état d'équilibre peut être indifférent, stable ou instable.

Pour faire comprendre le sens de ces termes, supposons d'abord le solide que nous considérons, mobile autour d'un axe passant par le centre de gravité. Dans toutes les positions possibles, l'action de la pesanteur sera nécessairement détruite, puisque sa di-

rection rencontrera l'axe fixe. — Il y aura donc toujours équilibre. — L'équilibre sera indifférent.

Il en sera tout autrement si l'axe ne passe pas par le centre. Alors le solide ne restera en repos que si la verticale GV du centre rencontre l'axe AA' ou lui est parallèle ; et cela revient à dire que le plan passant par l'axe et le centre de gravité est vertical (fig. 30).

Or, dans ce cas, il se pourra faire que le centre soit au-dessus ou au-dessous de l'axe. — S'il est au-dessus, l'équilibre sera instable, car si peu qu'il soit dérangé de sa position, l'action de la

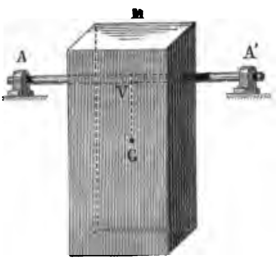


Fig. 30.

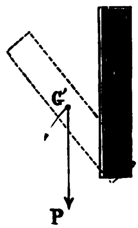


Fig. 31.

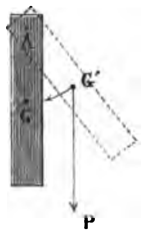


Fig. 32.

pesanteur sur lui tendra à l'en éloigner de plus en plus. On le voit immédiatement à l'inspection de la figure 31.

La pesanteur agissant en G' dans le sens G' P, va faire complétement tourner le corps et l'écartera tout à fait de sa première position.

Lors, au contraire, que le centre de gravité est primitivement placé au-dessous de l'axe, comme en la figure 32, l'équilibre est stable, car si l'on écarte un peu le mobile de cette position, il tend à y revenir, et y revient en effet par une série d'oscillations semblables à celles que nous avons précédemment étudiées à l'article du pendule.

La recherche du centre de gravité d'un corps homogène dont la forme est donnée, est un problème fort important. Archimède, qui s'en est occupé le premier, l'a résolu dans un grand nombre de cas particuliers par des méthodes géométriques très-élégantes, et depuis l'on a trouvé le moyen de traiter généralement la question par des procédés analytiques uniformes.

Mais nous n'avons en aucune façon à nous occuper de cet objet, qui rentre spécialement dans le cours de mécanique ; nous nous bornerons donc à une dernière remarque, sur laquelle nous aurons à nous appuyer quand nous parlerons de la balance.

Lorsqu'un corps homogène A (fig. 33) peut être divisé en deux parties égales et parfaitement symétriques l'une de l'autre, par un plan BC, le centre de gravité du corps est nécessairement dans ce plan.

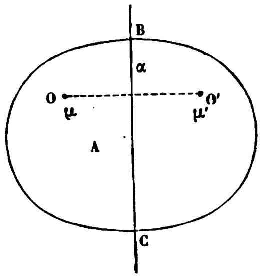


Fig. 33.

En effet, de quelque manière que l'on subdivise l'une de ces moitiés en masses élémentaires μ égales ou inégales, l'autre pourra être partagée en éléments μ' respectivement égaux aux premiers et symétriquement placés par rapport au plan de division BC. Or, les poids des molécules $\mu\mu'$ sont des forces égales et parallèles. Leur résultante est donc au point α milieu de $\mu\mu'$, c'est-à-dire, dans le plan BC. On raisonnerait de même pour deux autres éléments μ_1 et μ_1', — et l'on arriverait à conclure que le poids du corps est la résultante d'un système de forces parallèles, dont les points d'application α α' α'' sont tous dans le plan BC. — Par suite, ce poids ne peut manquer d'être appliqué lui-même en un point G de ce plan.

Lorsque la division d'un corps en parties symétriques peut être faite par deux plans différents, le centre de gravité est sur la droite suivant laquelle ils se coupent.

Si la division peut se faire par trois plans différents, le centre de gravité est au point de leur intersection. — Il est complétement déterminé.

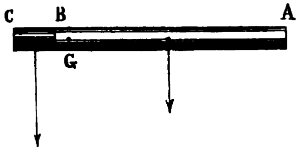


Fig. 34.

Enfin, quand plusieurs corps, de même nature ou de natures différentes, sont liés entre eux, pour avoir le centre de gravité du système qu'ils forment, on cherche le centre de gravité de chacun d'eux ; on y applique une force égale à son poids, et l'on détermine le point d'application de la résultante de ces différents poids.

Ainsi, que le cylindre AC soit formé de deux parties, l'une AB de bois pesant 1 kil., l'autre BC de plomb pesant 2 kil., on supposera appliquées aux milieux des axes des deux parties AB et BC, des forces ayant entre elles le rapport de 1 à 2. On déterminera le point d'application G de leur résultante, et ce point sera le centre cherché.

Quand on veut déterminer pratiquement le centre de gravité

d'un solide plat, comme une planche ou lame de forme quelconque, on a recours à un artifice fort simple : on suspend cette planche à un fil, successivement par deux points différents de son pourtour, et lorsque dans chaque cas l'équilibre est établi, on trace sur la planche la direction du fil prolongé. Les lignes ainsi obtenues se coupent en un point qui indique la position de celui que l'on cherche. Il est bien clair, en effet, que lors de l'équilibre il faut nécessairement que le prolongement du fil de suspension passe par le centre de gravité du solide. Plus de détails sur ce procédé élémentaire seraient superflus.

CHAPITRE V.

BALANCES.

§ 1. — THÉORIE DE LA BALANCE ORDINAIRE.

Une ligne rigide mobile autour de son milieu reste en équilibre indifférent lorsqu'à ses deux extrémités on applique des poids égaux. Si, au contraire, l'un de ces poids est plus grand que l'autre, il force la ligne à s'incliner du côté où il agit.

Ces principes très-simples, qui servent de point de départ à Archimède dans son *Traité de l'équilibre des plans*, avaient, dès la plus haute antiquité, conduit à l'invention de l'appareil que l'on connaît sous le nom de balance, et dont on fait constamment usage pour la comparaison des poids.

Il ne faudrait pas croire, toutefois, que l'on peut employer très-commodément pour cet objet une simple barre homogène, cylindrique ou prismatique, mobile autour d'un axe horizontal, perpendiculaire à sa longueur, et passant par son centre de gravité.

Et la raison en est simple.

La moindre différence entre les poids qui agissent aux deux bouts de la barre la ferait complétement trébucher, et l'on ne pourrait pas juger à la simple inspection de l'appareil si l'on est plus ou moins éloigné de l'équilibre que l'on cherche à atteindre.

Mais il est aisé de lever cette difficulté. Pour cela, il suffit d'ajuster l'axe de mouvement de manière qu'il ne passe plus par le centre de gravité, tout en restant d'ailleurs compris dans le

plan qui, perpendiculaire à la grande longueur de la barre, la divise en deux parties égales. On a toujours soin en outre que cet axe soit horizontal.

Ceci posé, il est d'abord évident que le fléau déchargé revient de lui-même à la position horizontale. En effet, pour l'équilibre il faut que la verticale du centre de gravité rencontre l'axe, ou, en d'autres termes, que le plan DC'GD' (fig. 35) passant par l'axe et

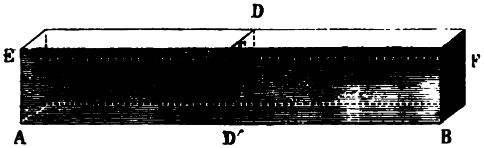


Fig. 35.

le centre soit vertical; dans ce cas, AB, qui est perpendiculaire à ce plan, est horizontale, et de plus le centre de gravité G se trouve au-dessous du centre de mouvement C, car autrement la position d'équilibre à laquelle le fléau s'arrête ne serait pas stable, ce que l'on ne peut supposer.

Condition d'équilibre de la balance. — Maintenant, par le point C, où la verticale du centre de gravité rencontre l'axe, me-

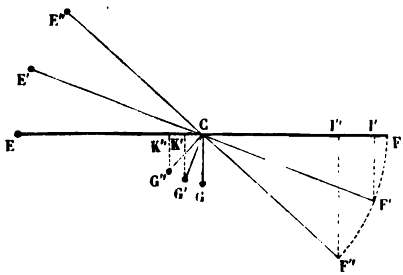


Fig. 36.

nons une droite EF parallèle à la longueur AB, et appliquons aux deux bouts de cette droite, des poids égaux ou inégaux. Dans le premier cas l'équilibre subsistera; dans le second, l'extrémité la plus chargée, F, descendra. Mais jamais AB ne trébuchera complétement, et bientôt il s'établira un nouvel équilibre pour une position du fléau plus ou moins inclinée, suivant la disposition de l'appareil employé et suivant la grandeur de la différence p des poids qui agissent en E et en F.

En effet, dès que la balance n'est plus horizontale, le centre de gravité G (fig. 36) n'est plus dans la verticale du point C, et le poids du fléau Q qui s'y trouve appliqué tend à ramener l'appareil à sa première position. Plus l'inclinaison est grande, plus le bras de levier K'C par lequel ce poids agit est considérable. D'un autre côté, le bras de levier CI' de l'excès de poids p va constamment en diminuant, et deviendrait nul si CF était verticale. Il y a donc nécessairement un moment où le produit du poids Q par CK' est égal à celui de p par CI'; alors l'équilibre subsiste, car Q et p sont les deux seules forces efficaces, puisque les actions des deux poids égaux P, qui sont en outre appliqués en E et F, se neutralisent réciproquement. L'équation

$$Q = p \frac{CI'}{CK'}$$

exprime donc la condition d'équilibre de la balance.

Plus p est grand, plus $\frac{CI'}{CK'}$ devra être petit; plus, par conséquent, la balance devra s'incliner, et réciproquement. Ainsi l'inclinaison permet jusqu'à un certain point de juger de la différence des poids que l'on compare.

Sensibilité de la balance. — On dit qu'une balance est très-sensible lorsqu'elle s'incline beaucoup pour un faible excès de poids, et au contraire qu'elle est paresseuse quand elle s'incline peu pour une valeur considérable de cet excès p.

Cela posé, il est facile de voir qu'une balance sera sensible

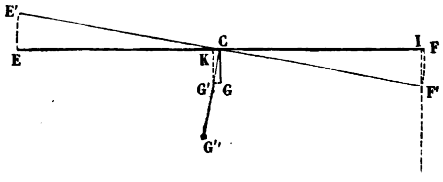


Fig. 37.

quand le centre de gravité du fléau sera voisin de l'axe de mouvement. Elle sera paresseuse dans le cas contraire.

En effet, l'équilibre existant dans la position E'F' (fig. 37), supposons que le poids et la longueur du fléau restant les mêmes identiquement, le centre de gravité G' soit tout à coup reculé en G'' sur CG' prolongé. Le bras de levier CK', par lequel agit le poids Q du fléau, devient plus grand que CK. Donc le produit $Q \times CK'$ l'emporte sur $p \times CI$. Pour que l'égalité se rétablisse,

il faut que CK′ diminue et que CI augmente ; il faut donc que le fléau se rapproche de l'horizontale. On peut, au reste, mettre l'équation d'équilibre de la balance sous une forme qui se prête plus facilement encore à la discussion. Soit α l'angle ICF′

$$CI = CF \cos \alpha \qquad CK = CG \sin \alpha$$

$$\text{donc } \frac{p}{Q} = \frac{CK}{CI} = \frac{CG}{CF} \operatorname{tg} \alpha$$

Si en particulier p, Q, et C F sont constants, il est clair que CG et $tg\ \alpha$ varieront en raison inverse l'un et l'autre.

Dans ce qui précède, nous avons supposé que la droite EF, aux bouts de laquelle sont appliqués les poids P et $P + p$, passait par le centre de mouvement C, et de plus qu'elle était perpendiculaire au plan contenant l'axe de rotation et le centre de gravité G du fléau.

Quand cette condition est remplie, la sensibilité de l'appareil est indépendante de la charge absolue ; cela résulte immédiatement de ce que l'équation d'équilibre ne contient que le poids du fléau et la différence p de ceux qui agissent en ses deux bouts ; ou si l'on aime mieux, on peut remarquer que des quatre poids Q, P, P

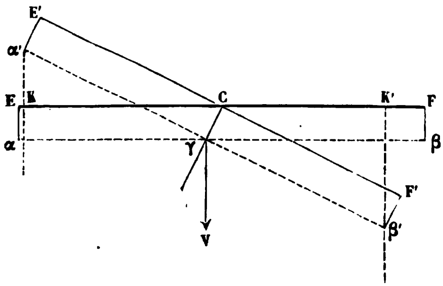


Fig. 38.

et p qui tendent à faire mouvoir l'appareil, les deux intermédiaires se composent en une résultante unique 2P appliquée à l'axe et n'ayant d'autre effet que de l'appuyer sur le plan qui le soutient. Or cette force 2P qui se trouve ainsi détruite est précisément celle qui représente la charge.

L'indépendance entre la charge et la sensibilité est une qualité fort recherchée dans une bonne balance ; elle ne subsisterait plus si la condition précédemment énoncée n'était pas satisfaite.

Supposons, en effet, que les poids soient appliqués en deux points α et β situés comme l'indique la figure 38, au-dessous de EF, et admettons si l'on veut, pour fixer les idées, que αE et βF soient deux lignes égales entre elles et perpendiculaires à EF.

Quand la balance s'inclinera, le poids 2P agissant suivant la verticale du point I, milieu de $\alpha'\beta'$, ne pourra plus être considéré comme appliqué à l'axe de mouvement; son action concourra avec le poids du fléau pour ramener celui-ci à la position horizontale. L'appareil aura donc perdu de sa sensibilité, et cela d'une manière d'autant plus marquée que la charge 2P sera plus forte.

Au contraire, si les points d'attache des poids étaient au-dessus de la ligne EF, par le fait de l'inclinaison du fléau, le poids 2P se

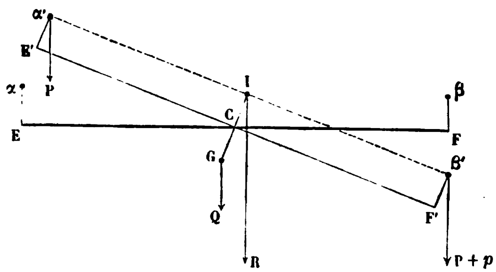


Fig. 39.

trouverait amené à concourir avec l'excès de poids p pour faire trébucher l'appareil, et pour une charge suffisante la balance ne pourrait manquer de devenir folle. La figure 39 rend raison de cet effet.

Il est à peu près impossible d'obtenir la parfaite égalité des bras de levier de la balance; dès lors des poids qui, placés respectivement dans les deux plateaux, ramènent le fléau à l'horizontalité, ne sont plus égaux entre eux. Et par suite l'équilibre ne subsiste plus lorsqu'on transporte d'un plateau dans l'autre, et le poids, et le corps à peser.

Il est heureusement fort facile de faire d'excellentes pesées avec une balance dépourvue de la justesse que la théorie suppose. Un premier moyen consiste à déterminer successivement les deux poids inégaux p et p', à l'aide desquels on obtient l'équilibre lorsque le corps est successivement placé dans les deux plateaux. Soit π le poids réel que l'on veut obtenir, et α et α' les deux bras de levier par lesquels il agit successivement.

Dans le premier cas on a $\alpha\pi = p\alpha'$.

Dans le second cas on a $\alpha'\pi = p'\alpha$.

D'où $\pi^2 = pp'$ et $\pi = \sqrt{pp'}$.

Double pesée. — Plus ordinairement on emploie la méthode de la double pesée.

L'objet dont on veut déterminer le poids étant placé dans un des plateaux, on lui fait équilibre avec de la grenaille de plomb, de petits morceaux de clinquant, etc., puis sans toucher à cette tare on enlève le corps et on y substitue des poids marqués jusqu'à ce que le fléau revienne à la position où il s'était d'abord arrêté. Il est évident qu'alors ces poids marqués pèsent rigoureusement autant que l'objet sur lequel on opère, puisqu'en agissant par le même bras de levier ils produisent le même effet.

§ 2. — DESCRIPTION DES BALANCES USUELLES.

Les dimensions d'une balance de précision changent nécessairement avec l'usage auquel on la destine.

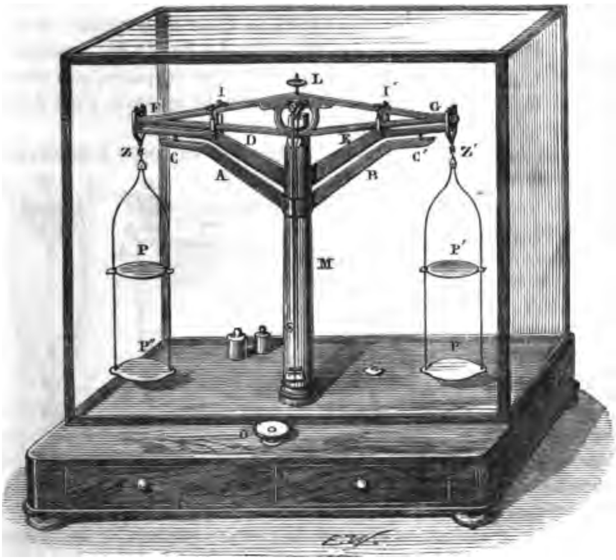


Fig. 40.

Celles qui doivent peser des poids considérables, 2 kilog. par exemple, sont très-solidement établies, afin que les pièces qui les composent n'éprouvent pendant les opérations ni déformation, ni flexion.

La figure 40 représente une balance de cette espèce construite dans les ateliers de M. Deleuil. Chargée de 2 kil., elle trébuche pour un excès de poids de 0g,001.

Le pied de l'appareil est une forte colonne de cuivre M solidement fixée sur une table de bois.

Le fléau FILG (fig. 40) est en cuivre. Il est évidé et pèse 1k,100.

A la partie moyenne du fléau, au-dessous de la vis L et derrière la longue aiguille S, on voit un prisme d'acier trempé solidement fixé au fléau, et dont l'arête inférieure forme l'axe de mouvement. Cette arête repose pendant les pesées sur un plan d'agathe bien horizontal enchâssé dans la partie supérieure de la colonne M. Mais aussitôt que la balance cesse d'être en expérience, on soulève, à l'aide d'une manivelle dont le bouton est visible en O, une fourchette DE qui soutient le fléau et empêche le couteau de se fatiguer sur le plan d'agathe. La fig. 40 *bis* représente le couteau plus en grand. Quand le fléau est en place, son centre de gravité est au-dessous de l'arête vive du couteau, c'est-à-dire au-dessous de l'axe de mouvement.

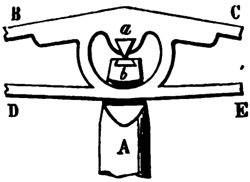


Fig. 40 *bis*.

Toutes les fois que l'on veut toucher soit au corps à peser, soit aux poids à l'aide desquels on cherche à l'équilibrer, il faut avoir soin de remettre l'appareil au repos.

Suspension des plateaux. — Les plateaux P P′ sont suspendus de manière à se mouvoir avec une très-grande facilité. Les attaches qui les supportent reposent chacune sur le fléau en G et en F (fig. 40) par l'arête vive d'un prisme d'acier semblable à celui qui est fixé en L et sert d'axe principal à la machine; puis en Z et Z′ des articulations très-libres réunissent ces attaches au corps principal des plateaux. Grâce à ces dispositions, pendant toute la série des opérations le centre de gravité de chaque plateau et des corps qu'il renferme peut venir se placer très-exactement sur la verti-

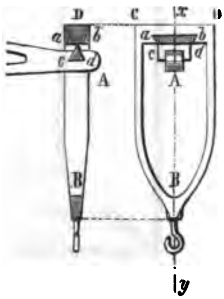


Fig. 41. Fig. 42.

cale du point d'attache correspondant F ou G, et le bras de levier par lequel agit la charge reste invariable. Les fig. 41 et 42 représentent le détail de la suspension des plateaux.

Nous avons déjà appelé l'attention sur la vis L; en haussant ou baissant son écrou, on peut légèrement déplacer le centre de gravité du fléau, et régler ainsi la sensibilité de l'appareil.

Quant à l'aiguille S, dont la pointe inférieure se meut le long d'un arc de cercle fixé sur le pied de la colonne M, elle indique à chaque instant la position du fléau.

Lorsque l'on fait une double pesée, il est bon de ne pas décharger complétement le plateau duquel on retire le corps pour y substituer les poids échantillonnés. Alors, au moment d'opérer ce changement on charge la coupe supérieure P du plateau d'un poids à peu près égal à celui que l'on enlève de la coupe inférieure P''; de cette manière on a moins à craindre les dérangements dans les points de suspension.

Enfin on emploie souvent des plateaux munis à leur partie infé-



Fig. 43.

rieure de crochets qui passent à travers la table et peuvent servir à suspendre des ballons, des tubes, etc. A l'usage on apprend facilement ces détails pratiques.

Dans les laboratoires de chimie on se sert fréquemment de balances pesant 300 gr. à $0^{g},001$. Le fléau n'a plus besoin d'être aussi résistant que celui de l'appareil que nous venons de décrire. Son poids ne dépasse guère 350.

Trébuchet. — Enfin dans les trébuchets excessivement sensibles que l'on emploie dans les ateliers monétaires (fig. 43 et 44), le poids du fléau est encore beaucoup réduit. Il atteint à peine 35 ou 40 grammes.

Pour se rendre compte de l'avantage que l'on trouve à rendre ainsi

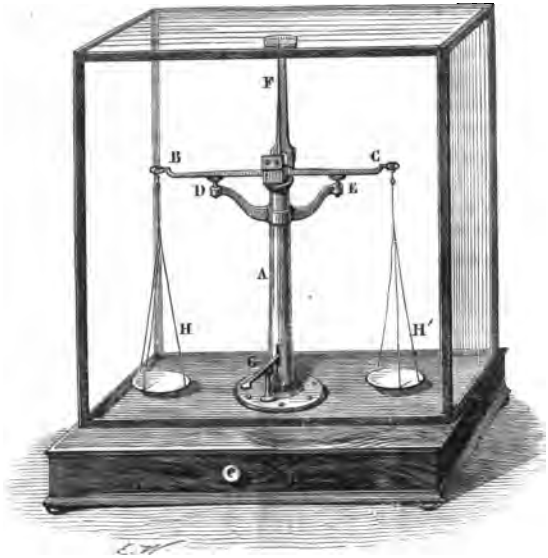


Fig. 44.

le fléau plus léger toutes les fois que la balance ne doit peser que de très-faibles charges, il suffit de remarquer que d'après l'équation d'équilibre $p \frac{CF}{CG} = Q \, tg \, \alpha$. L'inclinaison α produite par une différence de poids donnée $= p$ est d'autant plus grande, toutes choses d'ailleurs égales, que le poids du fléau est plus faible.

CHAPITRE VI.

HYDROSTATIQUE.

§ 1. — LIQUIDES. — TRANSMISSION DES PRESSIONS.

On appelle fluides des corps tels que l'air et l'eau, dont les molécules possèdent une grande mobilité et cèdent aux moindres efforts qui tendent à les faire glisser les unes sur les autres. Ces corps jouissent de la propriété de transmettre en tous sens les pressions qu'on exerce sur eux, et cela de telle sorte que la pression totale transmise normalement à une surface double ou triple de celle qui reçoit directement l'action de la force, est elle-même double ou triple de celle-ci.

Transmission des pressions. — Ce principe fut, pour la première fois, nettement énoncé par Pascal, qui le développe de la manière suivante dans son *Traité sur l'équilibre des liqueurs :*

« On prend un vaisseau plein d'eau (fig. 45), et l'on y pratique deux ouvertures dont l'une est centuple de l'autre ; on adapte à chacune un piston qui la remplit exactement ; on charge le piston de surface *un* d'un poids égal à *un*, et le piston de surface *cent* d'un poids égal à *cent :* les poids et les pistons sont en équilibre.

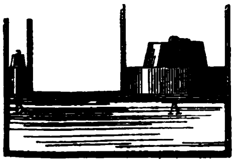


Fig. 45.

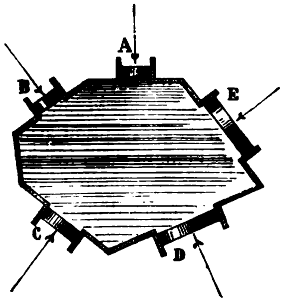


Fig. 46.

Ce phénomène ne peut exciter la surprise ; car si l'un de ces pistons pèse cent fois plus que l'autre, il touche cent fois plus de

molécules d'eau Chacune est également pressée, et conséquemment toutes doivent être en repos. »

Au lieu de deux ouvertures bouchées chacune par un piston, on en pourrait supposer un nombre quelconque ; pourvu que ceux-ci soient tous pressés de dehors en dedans avec des forces proportionnelles à leurs surfaces, l'équilibre subsistera.

Il est bien entendu que si le liquide était dénué de pesanteur, ces différentes ouvertures pourraient être indistinctement pratiquées à toutes les surfaces du vase. Voir la figure 46.

§ 1. — PRESSE HYDRAULIQUE.

L'appareil connu sous le nom de presse hydraulique offre une application très-heureuse du principe de Pascal.

Que l'on conçoive deux corps de pompe AB, CD (fig. 47) de sections très-inégales, 1 et 100 par exemple ; que ces corps de pompe,

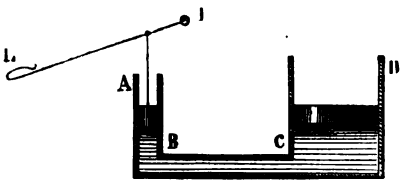


Fig. 47.

réunis par un tube de communication BC, reçoivent chacun un piston très-exactement travaillé, et enfin que l'appareil soit et demeure exactement rempli d'eau. En exerçant à l'aide d'un levier LI une pression de 20 kilos sur le petit piston, on pourra facilement soutenir ou même soulever un poids de $20 \times 100 = 2000$ kilos placé sur le grand.

Voici la description complète de l'appareil tel qu'on l'emploie habituellement dans les usines :

L corps de pompe très-solide dans lequel se meut un piston d'assez grandes dimensions K.

A petit corps de pompe communiquant au précédent par un tube G.

BB′ le levier qui met en mouvement le piston du petit corps de pompe.

HH′ forte tablette portée sur la partie supérieure du grand piston, et maintenue latéralement par les colonnes PP′, contre lesquelles elle peut glisser.

II' seconde plate-forme contre laquelle HH' en s'élevant pousse les objets à mettre en presse, tels que des toiles humides, des sacs pleins de pulpe de betterave, de graines oléagineuses, etc.

CAD soupape, E robinet de décharge, F manomètre (voir plus loin), M réservoir d'eau, O pomme d'arrosoir par laquelle la pompe

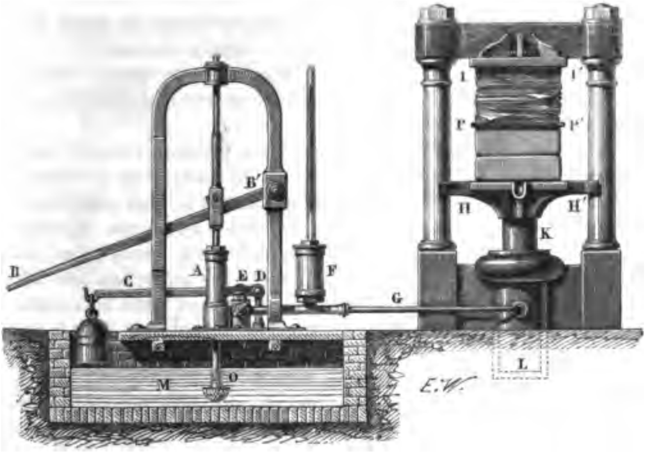


Fig. 48.

A puise l'eau pour l'injecter dans l'appareil par une soupape qui en empêche le retour.

On fut longtemps arrêté dans l'emploi des presses hydrauliques par l'impossibilité où l'on se trouvait d'empêcher, sous les fortes pressions, l'eau de suinter entre le piston K et la paroi du corps de pompe. Vers le commencement de ce siècle, un ingénieur anglais, Bramah, résolut le problème de la manière suivante. Dans une gorge annulaire creusée dans la paroi du corps de pompe (voir fig. 49), il plaça un cuir embouti ayant à peu près la forme d'une gouttière. Ainsi qu'on l'a représenté en BAC, le rebord C touche la surface du piston, le rebord C la paroi intérieure du corps de pompe. L'eau pressant latéralement contre ces deux rebords, les applique contre les surfaces qu'ils touchent avec une force d'autant plus grande que la pression est plus considérable, et bouche ainsi très-exactement les interstices par lesquels les fuites liquides pourraient avoir lieu.



Fig. 49.

§ 3. — PRESSIONS EXERCÉES PAR LES LIQUIDES PESANTS SUR LE FOND DES VASES QUI LES RENFERMENT.

Les fluides pesants exercent sur le fond des vases qui les renferment des pressions propres et indépendantes de celles qu'ils peuvent transmettre d'après la règle ci-dessus exposée.

1° Si le vase est un cylindre ou un prisme droit dont l'axe soit vertical, la pression sur le fond est évidemment le poids du liquide qui s'y trouve renfermé.

2° Quelle que soit la forme du vase, la pression exercée sur le fond, toujours supposé horizontal, est le poids d'un cylindre ou d'un prisme du liquide considéré, qui aurait le fond pour base et pour hauteur la distance verticale de celui-ci au niveau supérieur.

Ainsi, que l'on conçoive (fig. 50) différents vases ayant tous des bases égales, mais des formes et des capacités très-différentes, la pression supportée par le fond sera dans tous exactement la même et égale au poids du liquide renfermé dans le vase cylindrique.

Ce principe est connu sous le nom de paradoxe hydrostatique. On voit aisément qu'il n'est qu'une conséquence immédiate d'un ancien *postulatum* d'Archimède, à savoir : « Que dans un liquide la pression supportée par chaque molécule dépend seulement de sa distance verticale au niveau supérieur. »

Et cependant il ne paraît avoir été nettement formulé que par Stewin, qui en donne en son *Traité d'hydrostatique* une raison théorique fort simple.

Vases de Pascal. — Quelques années plus tard, pour mieux établir cette loi importante, Pascal en donna une démonstration expérimentale que l'on suit encore aujourd'hui dans l'enseignement.

Nous allons rapporter ici textuellement les propres expressions de ce grand physicien :

« Si l'on attache contre un mur plusieurs vaisseaux (fig. 50 et 50 *bis*), l'un tel que celui de la première figure ; l'autre penché comme en la seconde; l'autre fort large comme en la troisième ; l'autre étroit comme en la quatrième ; l'autre qui ne soit qu'un petit tuyau aboutissant à un vaisseau large par en bas, mais qui n'ait presque pas de hauteur, comme en la cinquième figure ; et qu'on les remplisse tous d'eau jusqu'à une même hauteur, puis qu'on fasse à tous des ouvertures pareilles par en bas, lesquelles on bouche pour retenir l'eau ; l'expérience fait voir qu'il faut une pareille force

pour empêcher tous ces tampons de sortir, quoique l'eau soit en quantité toute différente en ces différents vaisseaux, et la mesure de cette force est le poids de l'eau contenue dans le premier vaisseau, qui est uniforme en tout son corps; car si cette eau pèse cent livres, il faudra une force de cent livres pour soutenir

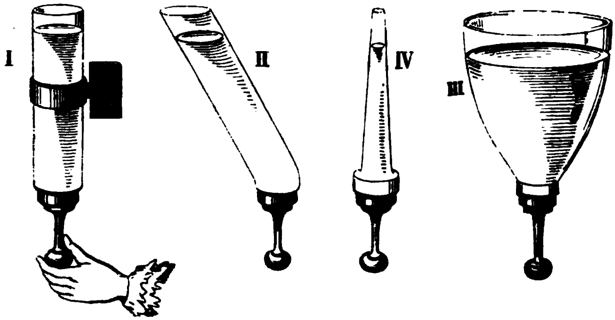


Fig. 50.

chacun de ces tampons, et même celui du vaisseau cinquième quand l'eau qui y est ne pèserait pas une once.

« Pour l'éprouver exactement, il faut boucher l'ouverture du cinquième vaisseau avec une pièce de bois ronde enveloppée d'étoupe, comme le piston d'une pompe qui entre et coule dans cette ouverture avec tant de justesse qu'il n'y tienne pas et qu'il empêche néanmoins l'eau d'en sortir, et attacher au milieu de ce piston un fil que l'on passe dans ce petit tuyau pour l'attacher à un bras de balance, et pendre à l'autre bras un poids de cent livres; on verra un parfait équilibre de ce poids de cent livres avec l'eau du petit tuyau qui pèse une once; et si peu qu'on diminue ces cent livres, le poids de l'eau fera baisser le piston... »

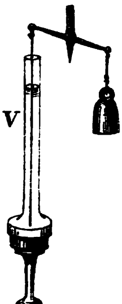


Fig. 50 *bis*

Tous les détails que nous venons de donner touchant l'important théorème de Stewin se résument en une formule très-simple.

Soit ω l'expression numérique de la base du vase, h celle de la hauteur du liquide, d le poids de l'unité de volume de celui-ci, ou, si l'on aime mieux, son poids spécifique, la pression π exercée sur la base ω aura pour expression $\pi = \omega h d$.

Il est bien entendu que, si h est exprimée en mètres, ω le sera en mètres carrés, et d sera le poids du mètre cube, etc.

Appareil de Haldat. — Ordinairement dans les cours, au lieu des vases de Pascal, on emploie pour vérifier expérimentalement l'exactitude du paradoxe hydrostatique un appareil fort simple connu sous le nom d'appareil de *Haldat*.

Nous allons en décrire en deux mots la disposition et l'usage.

Un siphon de verre ABC (fig. 51) est solidement assujetti sur une monture en bois. En A l'extrémité de ce siphon est mastiquée dans une virole en cuivre portant un tube à robinet R, et une pièce taraudée sur laquelle peuvent se fixer des vases de formes très-diverses, comme en l'expérience de Pascal. Le siphon étant

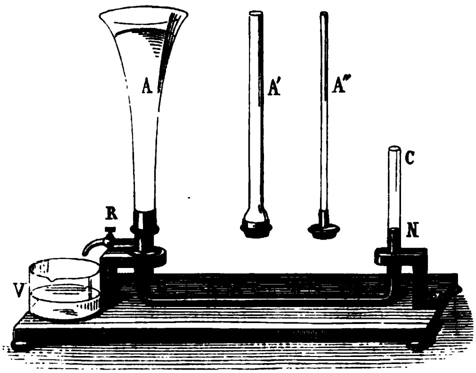


Fig. 51.

plein de mercure jusqu'à la virole, on y ajuste successivement les différents vases A, A', A"; et les remplissant tous d'eau jusqu'au même niveau, on voit toujours le mercure s'élever au même point N dans la branche C. Le mercure monte ainsi, parce qu'il est pressé par l'eau; et, comme l'effet est identique dans les différents cas où l'on se place, on en conclut que l'énergie de la cause l'est elle-même.

Pressions latérales. — Chaque élément d'une paroi solide plongée dans un liquide pesant éprouve une pression normale à sa direction, et qui est égale au poids d'un cylindre de ce liquide ayant pour base l'élément de paroi et pour hauteur sa distance verticale au niveau du liquide.

On le démontre de la manière suivante (fig. 52) : soit un vase plein d'un liquide pesant, et soit *abcd*, une mince couche de ce dernier, la pression que supporte un élément ω de la base supérieure de cette couche est égale au poids de la colonne ωz Cette pression, d'après le principe de la transmission, égale en tous sens, est aussi celle que supporte normalement un élément ω' = ω de la tranche latérale de la couche, ou si mieux l'on aime de la paroi du vase au contact de laquelle elle se trouve.

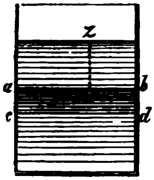


Fig. 52.

On voit d'après cela ce qu'il faut faire pour calculer la pression totale supportée par une paroi plane de grandeur quelconque plongée sous un liquide : on estime les actions exercées sur les éléments, on les compose comme des forces parallèles quelconques, et on trouve que leur résultante est égale au poids d'un prisme du liquide considéré, ayant la paroi pour base, et pour hauteur la distance du centre de gravité de celle-ci au niveau.

Le point d'application de cette résultante se nomme centre de pression.

L'écoulement qui se fait par un trou percé dans la paroi verticale d'un tonneau plein d'eau, est une preuve de la réalité des pressions latérales.

Il est clair en effet, que si la tranche α n'éprouvait pas latéralement une pression dirigée de dedans en dehors, cette couche resterait immobile en la place qu'elle occupe et ne sortirait pas du vase. On sait du reste que si l'on cherche à empêcher l'écoulement en appliquant le doigt ou la main contre l'orifice par lequel il tend à se produire, on éprouve une pression qui va croissant avec la distance au niveau.

Indépendamment de cette démonstration expérimentale fort simple, on peut citer quelques autres expériences bien connues et prouvant la même vérité. En voici une du traité de Mariotte sur le mouvement des eaux :

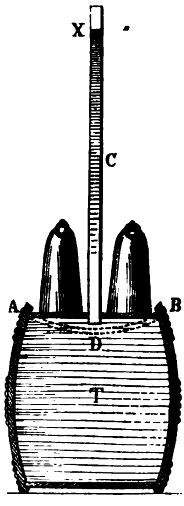


Fig. 53.

« Ayez un tonneau de bois large de deux ou trois pieds ABCD, (fig. 53) faites une ouverture au fond d'en haut comme en E pour y ajuster très-exactement un tuyau d'un pouce de large et de 15

pieds de hauteur, mettez sur le fond 7 ou 800 livres de poids qui le feront courber en concavité comme AMD, puis versez de l'eau de façon à remplir le tonneau et le tuyau étroit jusqu'en haut, quand il sera plein le fond AMD se sera élevé avec ses 800 livres non-seulement à son premier état AED, mais même il aura pris une figure convexe, etc. »

Cette expérience met en évidence la pression qui s'exerce contre le fond supérieur du tonneau.

Si l'axe du tonneau eût été placé horizontalement, la déformation des deux bases eût prouvé l'existence des pressions latérales.

Ajoutons que, pour rendre les effets plus frappants, il suffirait d'allonger davantage le tuyau F, auquel cas le tonneau crèverait infailliblement. Bien entendu que dans les cours, on n'est pas obligé d'employer le tonneau de Mariotte, pour prouver que les liquides poussent verticalement de bas en haut, une paroi plane plongée dans leur intérieur; on prend simplement un tube de verre

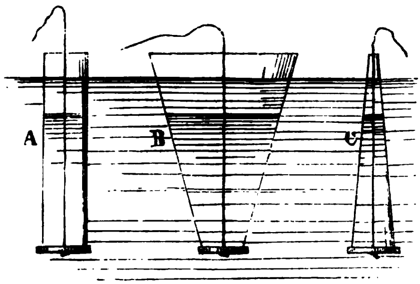


Fig. 54.

A (fig. 54), dont le rebord inférieur est bien dressé, et contre ce rebord, on applique un plan de verre que l'on maintient d'abord avec un fil; or, tandis que l'on plonge le tube dans l'eau, dès que ce dernier est un peu enfoncé dans le liquide, la poussée suffit pour appliquer le disque contre son bord assez exactement pour que l'eau n'y puisse plus entrer. Quand on veut détacher le disque, il faut exercer sur sa face supérieure une pression égale à la différence qui existe entre son poids et la poussée inférieure; et cela se fait en emplissant à peu près complétement le tube avec le liquide sur lequel on opère.

Chariot à réaction. — Enfin, à l'occasion des pressions latérales, on doit parler des mouvements de réaction que l'on obtient par l'écoulement des liquides.

Supposons qu'un petit vase rectangulaire en cuivre très-mince, soit porté sur des roulettes fort mobiles (fig. 55), si on l'emplit d'eau, les pressions que ce liquide exercera sur la face d'avant

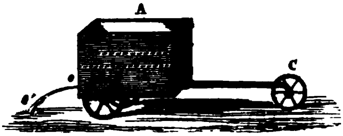


Fig. 55.

seront exactement détruites par les pressions opposées de la face postérieure et l'équilibre subsistera. Mais, que l'on vienne à pratiquer une ouverture en *o*, la pression élémentaire que supportait la paroi en ce point sera détruite. La résultante des pressions exercées sur la face d'avant deviendra prépondérante, et l'équipage marchera dans ce sens.

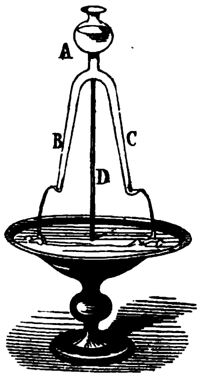


Fig. 56.

Quoique ce petit chariot soit d'un usage commode, pour bien faire comprendre la réaction qui naît de l'écoulement d'une veine liquide, on emploie plus souvent encore dans le même but le tourniquet hydraulique. Nous allons décrire cet autre appareil sous la forme très-simple que lui donnent les souffleurs de verre.

Un entonnoir de verre A (fig. 56) est soudé par sa partie rétrécie à deux tubes égaux DB et DC, tous deux également inclinés sur l'axe de l'entonnoir et dans un même plan avec lui. A leurs extrémités B et C, ces tubes sont recourbés perpendiculairement au plan BDC, mais l'un en avant de ce plan et l'autre en arrière. Les extrémités recourbées sont étirées et se terminent par une petite ouverture.

Tout l'appareil peut pivoter autour d'une pointe D qui s'élève au centre d'un vase plat destiné à recevoir le liquide.

Quand on verse de l'eau dans l'entonnoir A, elle s'écoule à la fois par les ouvertures B et C, et l'appareil tourne en sens inverse de l'écoulement.

§ 4. — DE L'ÉQUILIBRE DES LIQUIDES DANS LES VASES COMMUNIQUANTS.

Au premier livre de son traité sur l'équilibre des corps plongés dans les fluides, Archimède établit que « la surface de tout fluide en repos est sphérique et que le centre de cette surface sphérique est le même que celui de la terre. »

De là résulte évidemment que si l'on verse un liquide dans deux ou plusieurs vases qui communiquent entre eux par leur partie inférieure (fig. 57), il s'y dispose de façon que les niveaux supérieurs soient tous dans un même plan, puisqu'en chaque point, le plan horizontal se confond dans une grande étendue avec la surface réelle du globe.

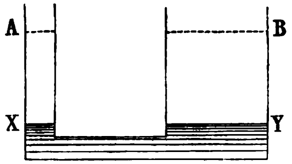


Fig. 57.

Comme cette proposition est très-importante, nous en donnerons deux démonstrations.

La première, purement théorique, a été présentée par Pascal à peu près dans les termes suivants :

Qu'on se borne à considérer la colonne liquide comprise dans le tube de communication jusqu'au plan de niveau XY (fig. 57), c'est-à-dire jusqu'à l'origine des vases A et B : si en X et en Y on conçoit deux pistons pressant

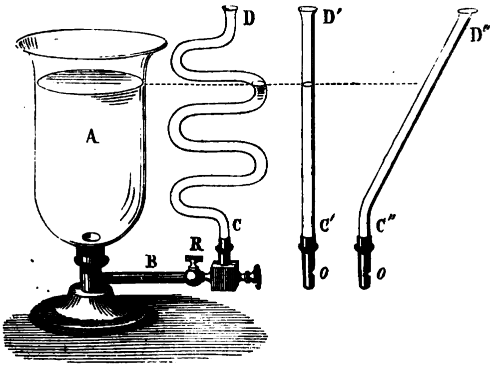


Fig. 58.

sur le liquide inférieur, il faut et il suffit pour l'équilibre qu'ils soient chargés de poids proportionnels à leurs surfaces. Or, si à

ces pistons on substitue en A et en B deux colonnes liquides, les pressions qu'elles exerceront sur leurs bases en XY seront proportionnelles à celles-ci lorsqu'elles s'élèveront à la même hauteur verticale au-dessus de XY. Donc enfin, l'égalité de ces hauteurs verticales est bien la condition nécessaire et suffisante pour l'équilibre total de la masse liquide.

Voici maintenant la démonstration expérimentale de la même proposition.

Expérience des vases communiquants. — Un vase de verre (fig. 58) A est mastiqué dans un pied de cuivre qui communique avec un tube horizontal creux B. A l'extrémité de ce tube est une ouverture dans laquelle on peut fixer à frottement un quelconque des tubes de verre CD, C'D', C"D" différents de formes et de diamètre. Enfin, en R est un robinet qui permet de fermer ou d'ouvrir à volonté le canal B.

A étant plein d'eau colorée et le robinet R fermé, on met en place l'un des tubes CD, C'D', C"D". On ouvre R et l'on voit le liquide s'élever aussitôt dans ces tubes jusqu'au niveau du réservoir.

Jets d'eau. — Puits artésiens. — Si dans l'expérience précédente le tube CD n'était pas assez long, l'eau, ne pouvant y atteindre le niveau du réservoir, s'écoulerait par son extrémité ouverte, en jaillissant avec une force d'autant plus grande que la distance de l'orifice au niveau supérieur serait elle-même plus considérable. C'est précisément ainsi que se produisent les jets d'eau naturels ou artificiels, sous quelque forme qu'ils se présentent (fig. 59).

Pour alimenter d'eau une grande ville, si l'on n'a pas à sa dispo-

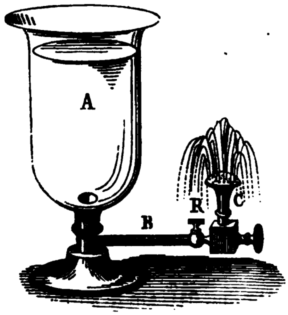


Fig. 59.

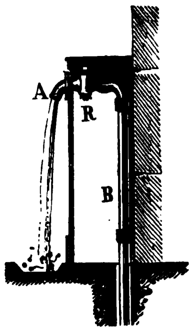


Fig. 60.

sition un réservoir naturel à niveau très-élevé, on en construit un que l'on remplit à l'aide de machines hydrauliques. Du fond de

ce réservoir partent des tuyaux de conduite, qui, rampant sous le sol, vont se distribuer dans les différents quartiers, se redressent et viennent s'ouvrir dans des fontaines publiques (fig. 60).

Il faut que le niveau du réservoir soit toujours notablement au-dessus de l'orifice par lequel l'eau sort quand elle est rendue à destination, sans quoi les frottements dans les tuyaux de conduite pourraient gêner beaucoup l'écoulement, ou même à la limite le rendre impossible.

Quant à la direction du jet, elle est évidemment déterminée par la forme de l'orifice de sortie.

Niveau d'eau et son usage. — Dans les opérations de nivellement, on s'appuie constamment sur ce que tous les points de la surface supérieure d'un liquide renfermé dans un vase de forme quelconque, sont toujours dans un même plan horizontal.

Les détails suivants, empruntés au traité de Mariotte, font comprendre de suite l'usage de ce principe. « Veut-on niveler une pente de montagne très-raide, on prend un canal étroit, long de 15

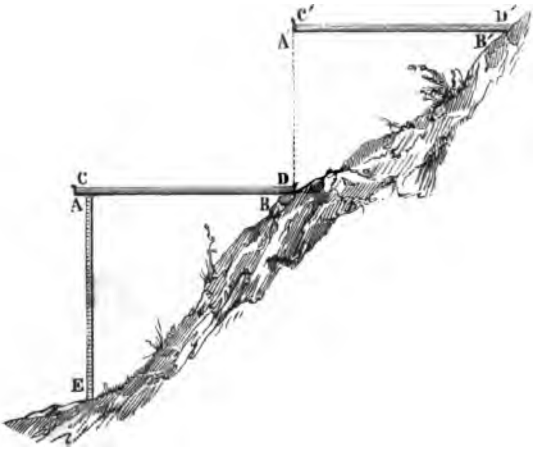


Fig. 61.

ou 16 pieds, et bouché aux deux bouts (fig. 61). On le supporte sur un pied, et on le met horizontal en y versant un peu d'eau, et voyant si aux deux bouts du canal ce liquide vient toucher les rebords très-peu élevés C et D. On mesure la hauteur verticale AE, puis on pose le bâton qui sert à mesurer, à l'endroit (B) de la pente où

l'un des bouts du canal était posé, et l'on transporte le canal plus loin et plus haut en (C′B′), le mettant encore de niveau et mesurant de même la somme des hauteurs. AE, A′B, etc., sera la distance verticale des stations extrêmes. »

Ordinairement on emploie pour ces opérations un tube de fer-blanc, long d'un mètre environ, dont les deux bouts se recourbent à angle droit sur l'axe AB (fig. 62), et reçoivent deux petits tubes de verre AC, BD qui y sont fixés avec du mastic. L'appareil

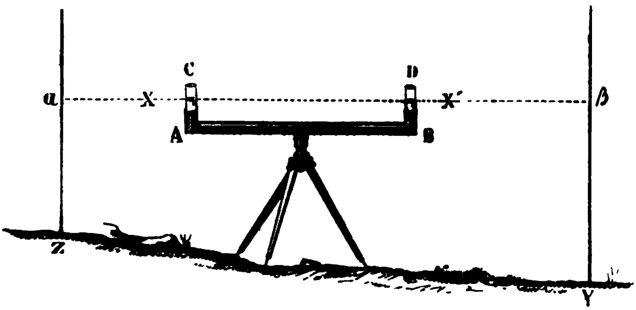


Fig. 62.

est soutenu en son milieu I sur un trépied. Lorsqu'on y verse du liquide, les niveaux en X et X′ sont dans un même plan horizontal. Pour trouver la différence de niveau de deux points Y et Z, on fixe en Z une règle verticale divisée, et plaçant l'œil en X′ on voit à quelle division de la règle aboutit le rayon visuel XX′. Soit α ce point ; on mesure la distance αZ. Cela fait, on place l'œil en X et s'alignant sur X′, on vise à la règle divisée que l'on a transportée en Y. On mesure de même la distance βY, la différence $\beta Y - \alpha Z$ est évidemment l'élévation de Z au-dessus de Y. Il est bon d'ajouter que dans la pratique, au lieu de chercher à voir à grande distance une division de la règle Z, on fait glisser le long de celle-ci une plaque carrée divisée en quatre compartiments égaux et carrés eux-mêmes de couleur alternativement rouge et blanche. C'est le centre de cette plaque qui sert de repère.

Équilibre des liquides de natures différentes. — Que dans un siphon ABCD (fig. 63) on verse du mercure, ce liquide d'après ce qui précède prendra son niveau dans les deux branches en XY : si alors dans la branche A on met de l'eau, le mercure

baissera en X′ et montera en Y′ de l'autre côté, et quand l'équilibre sera de nouveau établi, les hauteurs verticales X′A = h et Y′X″ = h' de l'eau et du mercure, au-dessus du niveau X′X″, seront en raison inverse des poids que possèdent des volumes égaux d'eau et de mercure.

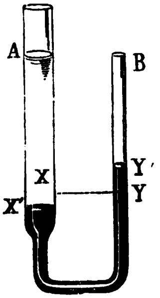


Fig. 63.

En effet, reportons-nous au raisonnement de Pascal déjà cité (page 60). Pour que la colonne X′OX″ soit en équilibre, il faut que les surfaces X′ et X″ éprouvent des pressions totales proportionnelles à leurs grandeurs. Or, ces pressions sont les poids de cylindres d'eau et de mercure ayant X′ et X″ pour bases, h et h' pour hauteurs. Si donc ρ et ρ' sont les poids de volumes d'eau et de mercure égaux à l'unité, on devra avoir

$$\frac{X'.h.\rho}{X''.h'.\rho'} = \frac{X'}{X''} \text{ ou } \frac{h\rho}{h'\rho'} = 1, \text{ ou enfin } \frac{h}{h'} = \frac{\rho'}{\rho}$$

C'est-à-dire que des colonnes de liquides différents, pour se faire équilibre, doivent avoir des hauteurs inversement proportionnelles à leurs poids spécifiques.

On peut vérifier le fait avec beaucoup d'exactitude, en mesurant au cathétomètre [1] les hauteurs AX′ et X′Y′.

Si dans la branche A, on versait plusieurs liquides de densités différentes, et incapables d'agir chimiquement les uns sur les autres, le mercure monterait en B jusqu'à ce que la colonne soulevée au-dessus du niveau définitif X′ fît équilibre à la somme des colonnes différentes que renfermerait le tube A.

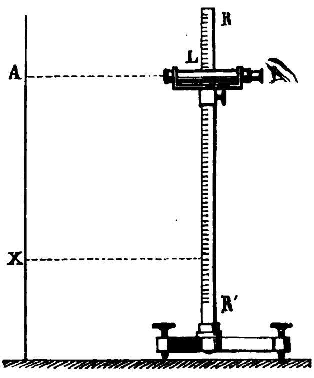


Fig. 64.

1. Cet instrument, dont nous donnerons plus loin la description détaillée, consiste essentiellement, en une règle verticale, bien divisée, et le long de laquelle peut se mouvoir une lunette horizontale. La distance verticale des points A et X est précisément la quantité dont il faut faire glisser la lunette sur la règle pour viser successivement l'un et l'autre de ces points (fig. 64).

Enfin, si l'on voulait prouver que cette loi de l'équilibre des liquides de densités différentes, est indépendante de la forme des vases qui contiennent les colonnes dont les pressions doivent s'entre-détruire, on pourrait répéter l'expérience de M. de Haldat déjà décrite page 56.

§ 5. — PRINCIPE D'ARCHIMÈDE.

Lorsqu'un corps solide A (fig. 65), est plongé dans un fluide pesant, il éprouve sur chaque élément ω de sa surface, une pression normale qui a pour valeur le produit $\omega\zeta\rho$ de l'étendue de

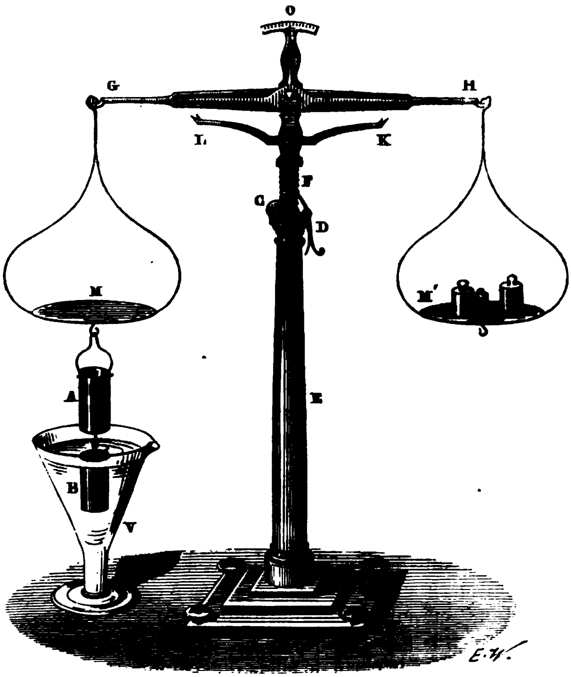


Fig. 65.

l'élément par sa distance au niveau et par la pesanteur spécifique du liquide.

Or, et c'est en cela que consiste le principe d'Archimède, on peut établir que toutes ces pressions ont une résultante unique, dirigée verticalement de bas en haut, égale au poids du liquide déplacé, et appliquée au point où se trouvait le centre de gravité de celui-ci.

Souvent l'on se borne à dire que « Tout corps plongé dans un fluide pesant, y perd de son poids une partie égale au poids du fluide déplacé. »

Pour démontrer ce principe on a recours à une expérience très-simple.

Au-dessous d'un cylindre de cuivre creux A (fig. 65), on en attache un autre, de cuivre massif B, et qui peut le remplir très-exactement. Puis on les suspend ensemble à l'un des plateaux d'une balance, et l'on fait équilibre par des poids mis de l'autre côté. Les choses ainsi disposées, on fait plonger le cylindre massif dans l'eau. Le plateau auquel il est attaché se soulève aussitôt, et pour rétablir l'équilibre, il faut remplir d'eau le cylindre creux; alors le fléau reprend son horizontalité, pourvu que le cylindre massif reste complétement immergé. Et delà suit évidemment que la poussée du liquide contre ce dernier égale le poids du liquide qu'il déplace. Dans la balance ordinairement employée à faire cette expérience, le plan I, qui supporte le couteau, est porté à l'extrémité d'une règle à crémaillère F qui peut se soulever à l'aide du pignon C (fig. 65); cette disposition rend l'immersion plus facile.

Du reste rien de plus simple que d'établir théoriquement l'exactitude du principe d'Archimède.

Supposons qu'au milieu d'une masse liquide en équilibre un certain nombre de molécules contiguës soient tout à coup attachées les unes aux autres, sans que leurs distances relatives éprouvent aucune modification; l'équilibre général n'en saurait être troublé, et par suite, le corps qui résulte de la solidification de cette portion M du liquide primitif, restera à la place même où il s'est formé. Son poids se trouve donc détruit, ou si l'on aime mieux, la résultante des pressions exercées sur tous les points de sa surface est égale et directement opposée à ce poids.

Mais cette résultante restera identiquement la même, si à la masse liquide solidifiée on substitue un corps quelconque de même volume. Donc la perte de poids que celui-ci éprouvera sera encore égale au poids du liquide déplacé par lui.

Équilibre et mouvement des corps plongés dans les liquides — Du principe d'Archimède résulte, que quand un corps homogène est complétement plongé dans un liquide de même poids spécifique

que lui, il reste en équilibre indifférent dans toutes les positions où il se trouve.

Si le corps est spécifiquement plus lourd que le liquide, il est entraîné en bas par une force égale à la différence entre son poids et celui du liquide déplacé.

S'il est spécifiquement plus léger, il monte, soulevé par une force égale à l'excès du poids du liquide sur le sien propre; et lorsqu'il arrive à la surface, il émerge en partie, et ne s'arrête que quand le liquide déplacé par la portion qui reste plongée, pèse autant que le corps entier, voir fig. 66.

Telle est donc la première condition d'équilibre des corps flottants.

Mais cette condition n'est pas la seule, il faut en outre que la poussée du fluide soit directement opposée au poids du corps, ou, en d'autres termes, que la ligne G P, qui passe par les centres de gravité et de poussée, soit verticale. Pour le prouver, supposons que le corps immergé soit un cylindre de bois allongé (fig. 66). Si le liquide déplacé par la partie plongée pèse autant que le cylindre entier, et si l'axe est vertical, l'équilibre aura lieu, parce que, 1° le poids du corps et la poussée de l'eau seront des forces égales, et que, 2° ces forces seront directement opposées : toutes deux étant verticales, et toutes deux appliquées en deux points G et P de l'axe qui l'est également.

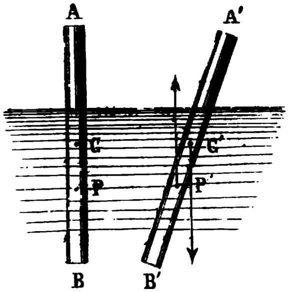


Fig. 66.

Équilibre instable. — Mais que l'on vienne à incliner le cylindre de bois, comme le montre la figure, de façon qu'il déplace toujours un volume de liquide pesant autant que lui. Les deux forces appliquées en G' et en P', quoique toujours égales, ne se feront plus équilibre parce qu'elles ne seront plus opposées, et le cylindre tombera sur la surface de l'eau.

Un corps flottant peut être en équilibre instable, en équilibre indifférent, ou en équilibre stable.

Le cas que nous venons d'examiner nous offre évidemment un exemple d'équilibre instable, puisque le cylindre, dérangé de la position pour laquelle les conditions 1 et 2 sont satisfaites, s'en écarte et n'y revient plus.

Équilibre stable. — Pour le forcer à conserver en flottant son axe vertical, ou ce qui revient au même, pour lui donner de la stabilité, en cette position d'équilibre, il faut le lester, c'est-à-

diré attacher à sa partie inférieure un morceau convenable d'une substance spécifiquement plus lourde, de plomb par exemple.

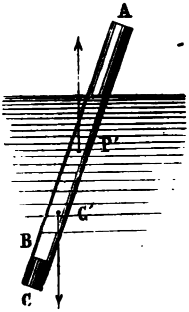


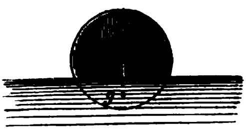
Fig. 67.

Pourvu que la somme du poids du bois et du plomb soit inférieure à celle d'un même volume d'eau, l'appareil flottera; et si en outre le centre de gravité de tout le système se trouve abaissé au-dessous du centre de poussée, l'axe reviendra toujours à la position verticale. Cela se voit immédiatement à la seule inspection de la figure 67, puisque les forces appliquées en G' et P', tendent ici à redresser le cylindre.

L'emploi que l'on fait d'un lest pour rendre bons flotteurs les appareils qui doivent conserver à la surface des liquides une position déterminée, se trouve donc ainsi expliqué.

Équilibre indifférent. — Enfin, l'on a un exemple d'équilibre indifférent dans celui d'une sphère homogène qui flotte à la surface de l'eau. En effet, le centre de gravité du segment immergé (fig. 68), ou si l'on aime mieux, le centre de poussée se trouve toujours et de lui-même sur la verticale du centre de gravité G du corps, car 1° le point G n'est autre que le centre de la sphère; 2° le rayon GO perpendiculaire à la base du segment est vertical, puisque celle-ci est horizontale ; 3° enfin par une simple raison de symétrie, ce rayon GO passe nécessairement au centre de gravité du segment.

Nous terminerons le peu que nous avons à dire sur la flottaison en faisant remarquer qu'avec une forme convenable, un flotteur


Fig. 68.

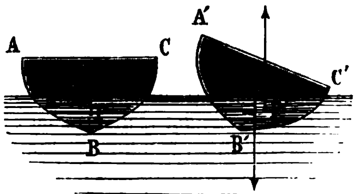


Fig. 69.

peut être en équilibre stable à la surface d'un liquide, quoique son centre de gravité soit un peu au-dessus du centre de poussée.

Supposons, en effet, que ABC nous représente la section d'un

flotteur par lequel les deux centres soient en G et en P. Dans l'état d'équilibre, si le mouvement de l'eau amène le flotteur dans la position A'B'C', les déplacements des points G et P sont évidemment tels que les forces qui s'y trouvent appliquées tendent à ramener le corps entier à la position n° 1.

Il n'est pas besoin de faire remarquer qu'un effet de ce genre se produit lors des mouvements des embarcations ordinaires.

CHAPITRE VII.

DES GAZ.

Les corps solides sont caractérisés par la fixité de leur forme ; les liquides se moulent dans les vases où on les verse, et, abstraction faite des effets de l'évaporation, on peut dire qu'ils y demeurent, quoique ces vases soient ouverts par la partie supérieure. Il en est tout autrement des gaz.

Que l'on remplisse une cloche d'hydrogène, et qu'ensuite on l'ouvre soit à la partie supérieure, soit à la partie inférieure, au bout d'un temps peu considérable ce gaz aura disparu, car on pourra plonger une bougie dans l'intérieur sans qu'il y ait explosion.

L'odeur qu'une bulle d'hydrogène phosphoré communique à toute la masse d'air d'un appartement prouve, d'une manière non moins claire, la rapide et prodigieuse extension qu'elle a prise.

Ainsi, les gaz ont une tendance continuelle à l'expansion, et l'on ne peut les contenir dans un vase si la fermeture de celui-ci n'est tout à fait exacte.

Élasticité des gaz. — Ils sont élastiques, c'est-à-dire qu'ils se compriment sous l'action des pressions extérieures, pour revenir à leur premier volume quand ces pressions cessent d'agir.

L'expérience suivante est très-propre à établir cette proposition :



Fig. 70.

On prend un tube bien cylindrique bouché à un bout (fig. 70) et recevant de l'autre un piston exactement travaillé. Si l'on pousse le piston, il pénètre dans le tube. L'air intérieur se comprime donc ; mais aussitôt qu'on cesse d'agir sur la tige, l'air

revient à son premier volume et ramène le piston à la position qu'il occupait d'abord.

Transmission des pressions par les gaz. — Les gaz sont éminemment fluides, et comme les liquides proprement dits, ils transmettent en tous sens les pressions qu'on exerce sur eux.

Que l'on conçoive un vase de petites dimensions, communiquant avec un corps de pompe A muni d'un piston P, et en B, C, D, avec des tubes recourbés renfermant chacun à sa partie

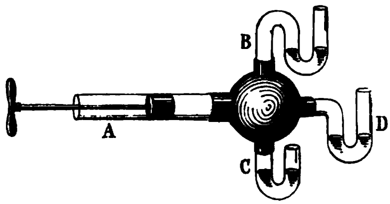


Fig. 71.

inférieure un liquide de niveau dans les deux branches. Si l'on vient à exercer sur le piston P une certaine pression, le liquide montera dans tous les tubes de la même quantité, de façon à équilibrer l'accroissement de la pression intérieure.

On peut à ce sujet faire une expérience assez frappante, et qui, pour ainsi dire, sert de complément à celle que Pascal exécuta avec les liquides (voir page 51).

On prend une vessie ou un gazomètre en toile imperméable, communiquant par un robinet avec un tube de caoutchouc muni d'un robinet (fig. 72). Le sac étant à demi plein d'air, on pose pardessus une planche un peu large et un poids assez considérable,

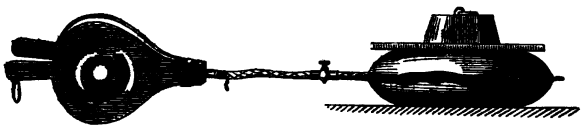


Fig. 72.

10 kil., par exemple; puis on ouvre le robinet, et en soufflant à travers le tube, on soulève le poids. Le souffle doit ici être assimilé à un effort de quelques grammes exercé sur l'étroite section

du tube de caoutchouc, et cet effort, en se transmettant sur toute la surface de contact de la planche avec le gazomètre, se trouve accru dans une proportion assez forte vaincre l'action du poids qu'il s'agit de soulever.

§ 2. — PESANTEUR ET PRESSION DE L'AIR.

L'air est pesant.

Aristote admettait ce principe, mais il en méconnut la fécondité, et ne sut pas en déduire l'explication d'une foule de phénomènes, dans lesquels il crut voir seulement une sorte d'aversion de la nature pour le vide, aversion que l'on prit longtemps pour une loi fondamentale sans en chercher une raison naturelle.

Ainsi, qu'un tube AB plonge dans l'eau par son extrémité B, si en aspirant par A, on enlève l'air qui le remplit, l'eau monte; mais d'où provient la force qui s'oppose si visiblement à l'existence du vide au haut du tube? Le philosophe grec ne le découvre pas; et pourtant, une fois admise la pesanteur de l'air, il semble bien naturel de remarquer que le fluide doit presser par son poids sur la surface extérieure XX'; tandis que si le vide existe dans le tube, aucun effort semblable ne s'exercera contre la tranche intérieure *m;* et que dès lors, enfin, celle-ci recevant par transmission la pression qui lui vient du dehors, ne pourra manquer de s'élever dans le tube AB', où rien ne gêne plus son mouvement ascensionnel.

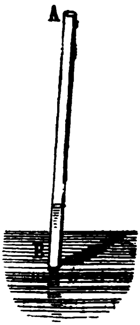


Fig. 73.

Quoi qu'il en soit de l'apparente simplicité de ces déductions, l'horreur du vide fut enseignée dans les écoles jusqu'au commencement du XVII^e siècle.

Expérience de Galilée. — Vers cette époque, Galilée voulut soumettre au contrôle de l'expérience l'assertion d'Aristote touchant la pesanteur de l'air. Il pesa donc un ballon de verre d'abord plein d'air à son état naturel, et puis plein d'air condensé. Dans le second cas, le poids fut notablement plus grand que dans l'autre.

Et cependant, pas plus qu'Aristote, le savant italien ne paraît avoir saisi toute l'importance du fait qu'il avait mis hors de doute.

Lorsqu'en effet, un peu plus tard, les fontainiers du duc de Florence vinrent lui demander pourquoi l'eau ne pouvait être aspirée dans les pompes à plus de 32 pieds du niveau inférieur, il

répondit que la force de la nature pour s'opposer au vide avait une limite déterminée par le poids d'une colonne d'eau de 32 pieds, mais il n'alla pas plus loin.

Expérience de Torricelli. — En 1643, Torricelli, disciple de Galilée, pensa que si la force avec laquelle la nature s'oppose au vide peut soutenir une colonne d'eau de 32 pieds, elle doit équilibrer une colonne d'un fluide quelconque pesant autant que l'eau sur la même base. Pour vérifier cette idée, il prit un tube d'environ trois pieds onze lignes de long, fermé par un bout et ouvert à l'autre, le remplit de mercure, et après avoir placé le doigt sur l'extrémité ouverte, il la plongea dans une cuvette pleine de mercure; retirant alors le doigt de dessus l'orifice, il vit le liquide descendre dans le tube et se fixer à environ 28 pouces du niveau de la cuvette.

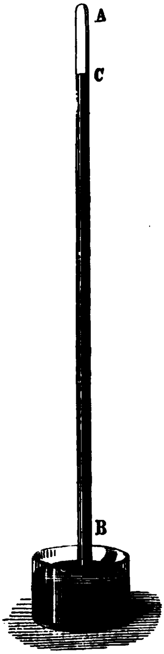


Fig. 74.

Au-dessus du mercure existait un espace AC (fig. 74) apparemment vide de toute matière pondérable.

Expérience de Pascal. — En 1646, Pascal répéta l'expérience de Torricelli et la varia de cent façons, en employant « toutes sortes de tuyaux de toutes longueurs, grosseurs et figures, chargés de différentes liqueurs, comme vif-argent, eau, vin, huile, etc. »

On cite surtout une expérience faite à Rouen avec un long tuyau de verre de 46 pieds de long, et dans lequel il vit une colonne de vin se soutenir à 32 pieds de hauteur verticale au-dessus du niveau de la cuvette, et cela quelle que fût l'inclinaison du tube à l'horizon, pourvu, bien entendu, que l'extrémité bouchée ne fût pas elle-même abaissée au-dessous de cette limite.

Mais jusque-là pas d'explication de cette curieuse suspension des colonnes liquides : on croyait à l'horreur du vide.

Cependant Torricelli vint à penser que puisque l'air était pesant, sa pesanteur pourrait bien être la cause de tous les effets attribués jusque-là à l'horreur du vide. Pascal fut averti de cette pensée en 1647. « Il la trouva tout à fait belle; mais comme ce « n'était qu'une simple conjecture et dont on n'avait aucune preuve « pour en connaître la vérité ou la fausseté, il fit plusieurs expé- « riences. »

La plus célèbre de toutes est celle qui fut exécutée au Puy-de-Dôme, à la demande du géomètre français, par M. Périer, son beau-frère. Voici en quels termes Pascal s'en exprimait dans la lettre où il la lui indiquait, le 15 novembre 1647 :

« J'ai imaginé une expérience qui pourra lever tous les doutes, si elle est exécutée avec justesse. Que l'on fasse l'expérience du vide plusieurs fois, en un même jour, avec le même vif-argent, au bas et au sommet de la haute montagne du Puy qui est auprès de notre ville de Clermont. Si, comme je le pense, la hauteur du vif-argent est moindre en haut qu'en bas, il s'ensuivra que la pesanteur et pression de l'air est la cause de cette suspension, puisque, bien certainement, il y a plus d'air qui pèse sur le pied de la montagne que sur son sommet, tandis qu'on ne saurait dire que la nature abhorre le vide en un lieu plus qu'en l'autre. »

L'expérience fut faite et répétée avec soin un grand nombre de fois le 19 septembre 1648. Pendant toute la journée, au couvent des Minimes, au bas du mont, le mercure se tint à 26 pouces 3 lignes et demie, tandis qu'au sommet, à 500 toises environ au-dessus de la première station, sa hauteur fut trouvée de 23 pouces 2 lignes. « Ce qui ravit les opérateurs d'admiration et d'étonnement. »

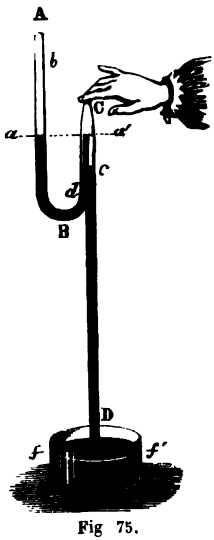


Fig 75.

Avant que cette expérience eût pu être exécutée, Pascal en avait fait une autre très-intéressante aussi, et qu'il nomma l'expérience du vide dans le vide.

Il prit un appareil formé de deux pièces, savoir : 1° un siphon ABC (fig. 75) fermé en A, et ouvert en C, et 2° un tube droit CD soudé en C au siphon et ouvert à ses deux extrémités. L'orifice commun C étant fermé avec une bonne vessie, et tout l'appareil retourné en une position inverse de celle qui est figurée, on le remplit de mercure, et le retourna de façon à faire plonger l'extrémité D dans une cuvette de mercure comme en l'expérience de Torricelli.

Le mercure, dans le siphon, s'arrêta dans les deux branches au même niveau *aa'*, et dans le tube droit il se tint suspendu à 28 pouces au-dessus du niveau *rr'* de la cuvette. Ceci fait, on déboucha l'orifice C.

La colonne alors fut complétement déprimée dans le tube droit.

Dans le siphon, au contraire, le niveau baissa en *d'*, monta en *b*, et il s'établit une différence de 28 entre les points *d* et *b*, où le liquide se fixa dans les deux branches.

D'où l'on conclut que c'est bien la pression de l'air sur le mercure en *d* qui tient la colonne soulevée, puisque la différence de niveau disparaît complétement quand il n'y a pas d'air pour presser en ce point.

Enfin on peut citer encore une troisième expérience, tendant toujours au même but, et sur laquelle Pascal insiste dans son *Traité de la pesanteur de l'air*.

Si l'air est pesant, les couches inférieures de l'atmosphère, ayant à supporter le poids de toutes celles qui leur sont superposées, doivent être plus condensées que les couches supérieures. Si donc on pouvait isoler et transporter à une grande hauteur une portion limitée d'une couche inférieure, on devrait la voir se dilater en s'élevant. Pour réaliser cette expérience, après avoir rempli imparfaitement une vessie à la surface du sol, on la ferma ; puis on la transporta à une grande hauteur sur une montagne, et on la vit graduellement se distendre et redevenir ensuite « flasque et molle quand elle fut ramenée au point de départ. »

CHAPITRE VIII

BAROMÈTRES.

La colonne cylindrique de mercure suspendue dans le tube de Torricelli pèse autant qu'une colonne d'air qui aurait la même base et serait prolongée jusqu'aux limites supérieures de l'atmosphère.

On peut donc estimer facilement le poids de celle-ci. Par conséquent, l'expérience du vide est une expérience vraiment *barométrique*, et l'appareil employé à la faire peut, à juste titre, être nommé baromètre.

Pour ne laisser aucune ambiguïté sur ce point, Pascal voulut, dit-il, « se donner le plaisir de supputer exactement le poids de tout l'air qui environne le globe. »

Il chercha combien la surface de la terre contient de pieds carrés, et il en trouva

3,741,420,000,000,000.

Il admit ensuite la pression barométrique égale à 31 pieds

d'eau. D'où résultait que le poids de toute l'atmosphère équivaut à autant de prismes d'eau de 31 pieds cubes, qu'il y a de pieds carrés dans la surface de la terre. Or chacun de ces prismes pesant 2,232 livres, il en conclut que l'atmosphère entière pèse

8,283,889,440,000,000,000 livres.

Si l'on veut plus simplement se borner à estimer en poids la pression de l'atmosphère sur un centimètre carré, en prenant la hauteur barométrique égale à $0^m,76$, on n'aura qu'à se rappeler que le centimètre cube de mercure pèse $13^{gr},59$. On multipliera ce nombre par 76, et l'on obtiendra $1^k,033^{gr}$, ou 1033^{gr} pour la pression cherchée. Sur un mètre carré, cette pression devient 10330^k.

Les calculs que nous venons d'indiquer, et en général tous ceux qui supposent la connaissance de la pression barométrique n'auraient plus aucune valeur, si, par un vice de construction, il restait quelque fluide élastique dans la partie supérieure du tube, là où l'on suppose le vide parfait.

Nous allons donc indiquer les précautions que l'on doit prendre pour construire de bons baromètres, et nous dirons rapidement comment il convient de varier la forme de ces instruments, suivant l'usage auquel on les destine.

§ 1. — BAROMÈTRES A CUVETTE ORDINAIRE.

Le baromètre le plus simple, est le baromètre à cuvette ordinaire tel que l'employaient Toricelli et Pascal. Pour le construire, on choisit un tube de verre d'environ $0^m,80$ de long et de 0,005 à 0,007 de diamètre intérieur, on le ferme par un bout, on le sèche, et l'on y verse du mercure distillé de façon à le remplir à peu près à moitié; puis on fait bouillir cette colonne mercurielle, en plaçant le tube au-dessus d'une grille inclinée et chargée de charbons incandescents.

Quand l'ébullition à duré quelques instants, on enlève le feu, en prenant soin toutefois d'éviter un refroidissement par trop brusque, et aussitôt que le liquide est revenu à la température ordinaire, on achève de remplir le tube. On fait alors bouillir cette seconde colonne, sans chauffer la partie qui l'a déjà été; et l'on arrive ainsi, à chasser toute l'humidité et tout l'air qui pouvaient rester dans l'appareil.

Le remplissage achevé, on renverse le tube, l'ouverture en bas, dans une cuvette large pleine de mercure bien pur et bien sec.

Lorsque l'opération a été bien faite, si l'on incline un peu rapidement le tube, de manière que la distance verticale de son sommet au niveau de la cuvette soit inférieure à la longueur de la colonne qui mesure la pression au moment de l'expérience, le mercure vient frapper un coup sec contre l'extrémité supérieure du tube, parce qu'il n'existe plus dans la chambre barométrique de fluide élastique formant matelas et capable d'amortir le choc.

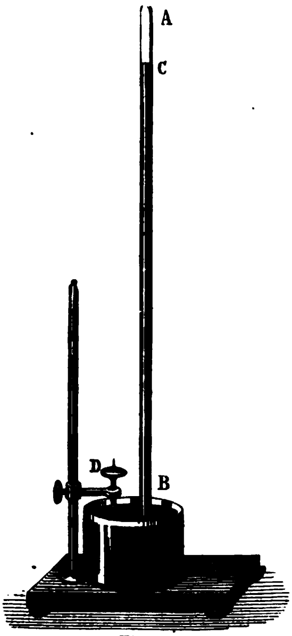


Fig. 76.

Lorsqu'on veut mesurer très-exactement la hauteur du mercure dans un pareil baromètre, on l'assujettit solidement contre un mur vertical, puis, ainsi que le recommande M. Regnault, on fixe sur le pied de l'instrument une pince portant une vis terminée par deux pointes (voir fig. 55). On amène l'extrémité inférieure de cette pointe au contact du mercure de la cuvette. Enfin, à l'aide d'un cathétomètre, on estime très-exactement : 1° la distance verticale de la pointe supérieure au niveau supérieur du mercure dans le tube ; 2° la distance verticale des deux pointes. Cette dernière opération peut être faite une fois pour toutes si le pied est bien immobile. La somme de ces deux hauteurs est le résultat cherché, au moins lorsque le diamètre du tube est considérable $0^m,03$ par exemple.

Ordinairement, les baromètres n'ont pas une aussi grande largeur ; alors comme par suite d'actions particulières qui s'exercent en C entre le verre et le mercure, ce dernier éprouve une légère dépression, il faut corriger les résultats de l'observation, en y ajoutant une petite quantité, qui dépend, non-seulement du diamètre du tube mais aussi de la hauteur du ménisque convexe qui termine la colonne ; hauteur qui, dans un même tube, n'a pas toujours la même valeur.

Le tableau suivant fait connaître, pour quelques cas particuliers, la grandeur des corrections dont il s'agit. Elles y sont inscrites sous le nom de dépressions capillaires.

TABLE

DES DÉPRESSIONS CAPILLAIRES DU MERCURE DANS LES BAROMÈTRES.

DIAMÈTRE intérieur en millimètres.		HAUTEUR DU MÉNISQUE en millimètres.		
		0,5	1,0	1,5
4	DÉPRESSIONS CAPILLAIRES ou corrections à faire.	1,41	2,35	«
6		0,59	1,07	1,37
8		0,30	0,55	0,74
10		0,16	0,31	0,42
12		0,09	0,18	0,24
14		0,06	0,11	0,15

§ 2. — BAROMÈTRE DE FORTIN.

Le baromètre à cuvette tel que nous venons de le décrire n'est pas transportable. Il est trop lourd, et les grandes oscillations du mercure de la cuvette, ameneraient, non-seulement des pertes continuelles de métal, mais surtout une prompte rentrée de l'air dans le tube.

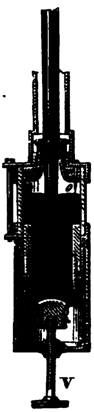


Fig. 77.

Enfin le mode même d'observation que nous avons indiqué suppose une installation fixe.

La disposition adoptée vers le commencement de ce siècle par Fortin, habile constructeur d'instruments de physique, présente de grands avantages.

La cuvette, représentée fig. 77, est fermée en haut par un couvercle, dans lequel on a ménagé de petites ouvertures, à travers lesquelles l'air peut pénétrer sans que le mercure coure risque de sortir; la paroi latérale se compose : 1° d'un gros tube de verre qui laisse voir le niveau ; 2° d'un prolongement en bois de buis, fixé au verre par un bon mastic; 3° enfin, le fond est une peau épaisse qui peut être soulevée ou abaissée à l'aide d'une vis; cette vis passe dans une

garniture de cuivre qui se relie au couvercle par trois petites tiges.

Le tube est effilé par le bas; dans toute sa longueur, il est entouré d'un étui métallique percé de deux fentes longitudinales parallèles, à travers lesquelles on peut voir le mercure. Le long d'un des bords de cette fente, est tracée une échelle en millimètres dont les divisions se comptent à partir de l'extrémité d'une pointe d'ivoire O, au contact de laquelle on amène toujours le mercure de la cuvette, lorsqu'on veut faire une observation.

L'appareil tout entier



Fig. 78.



Fig. 79.

se fixe à un trépied dont les branches peuvent se rapprocher de manière à former une canne creuse dans laquelle on le loge pendant les transports.

L'échelle étant parallèle au tube, pour que les indications soient bonnes, il faut que l'axe de l'instrument soit bien vertical. Cette condition serait toujours satisfaite, si le baromètre pouvait pivoter librement, autour d'un axe horizontal OO, perpendiculaire à sa direction, et fixé invariablement à la bague de cuivre qui termine le trépied à sa partie supérieure : mais comme l'horizontalité de cet axe OO, ne pourrait être en général obtenue d'une manière commode, on a recours à un mode de suspension anciennement imaginé par Cardan, et dont le détail se voit sur la figure 78. L'étui métallique qui renferme le tube est porté par deux vis, O, fixées dans un premier cercle de cuivre, qui peut pivoter autour de deux pointes MM, et celles-ci sont insérées dans un autre cercle, qui est mobile lui-même autour d'un axe NN perpendiculaire à MM.

Ainsi, le plan perpendiculaire à MM, dans lequel le baromètre peut librement se mouvoir, tourne autour d'un axe fixe, NN, passant par deux de ses points. On peut donc toujours l'amener à contenir la verticale du point fixe P, où se coupent les droites MM et NN. Donc, enfin, le baromètre sera toujours libre de se diriger suivant cette verticale ; et il le fera nécessairement car dans toute autre position l'équilibre serait impossible. Nous ajouterons encore quelques mots sur l'emploi du baromètre de Fortin.

Pour juger exactement du point de l'échelle auquel répond le sommet du ménisque, on fait usage d'un curseur C (fig. 78 et 79) en forme de bague qui glisse à frottement le long du tube (fig. 79). Lorsque le rayon visuel qui rase les deux bords opposés de l'anneau, touche le sommet du mercure, la distance du bord inférieur du curseur au zéro des divisions est précisément celle que l'on cherche à connaître ; un vernier, dont le détail se voit figure 79, permet de la mesurer à un dixième de millimètre près.

Enfin, quand on veut transporter l'instrument, on tourne la vis V de la cuvette de manière à hausser assez le niveau du mercure, pour que le tube soit plein complétement ; on ferme alors l'étui, on renverse l'appareil, et on peut l'emporter sans aucun risque.

§ 3. — BAROMÈTRES A SIPHON.

Les baromètres à siphon sont formés d'un simple tube de verre recourbé à branches inégales ; la plus courte est ouverte, l'autre fermée, et sa longueur doit atteindre au moins $0^m,80$. On peut

aisément remplir cette dernière de mercure bien pur, en expulsant l'air et l'humidité à la manière ordinaire, et retourner l'appareil sans permettre à l'air de rentrer dans la grande branche.


Fig. 80.

On voit alors un espace vide se former à la partie supérieure de celle-ci, et la colonne mercurielle comprise entre le niveau supérieur A, et le niveau inférieur B, mesure évidemment la pression atmosphérique.

Pascal recommande l'usage de ces baromètres. Ils sont moins pesants que les baromètres à cuvette ordinaire, moins chers et moins sujets à se déranger.

De plus, la position du niveau du mercure se détermine toujours plus aisément dans la courte branche B que dans la large cuvette du baromètre de Torricelli. Le zéro de l'échelle qui sert à estimer la pression est placé le plus souvent entre les points où s'arrête le liquide dans les deux branches; quelquefois aussi il se trouve au-dessous de la coudure inférieure: dans le premier cas, la hauteur barométrique est la somme des distances du zéro aux deux niveaux; dans le second, elle est leur différence.

Enfin, l'influence de la capillarité est à peu près nulle, parce qu'elle agit en sens inverse dans les deux branches, pourvu, toutefois, qu'on ne fasse pas les lectures à un moment où la pression varie rapidement, et où, par conséquent, les deux ménisques terminaux n'ont pas même courbure.

§ 4. — BAROMÈTRE DE M. GAY-LUSSAC.

Tel que nous venons de le décrire, le baromètre à siphon ne pourrait être transporté dans les courses scientifiques, parce que les secousses du voyage feraient nécessairement rentrer de l'air dans la chambre AC (fig. 80), et projetteraient du mercure hors de la courte branche.

Pour faire disparaître ces inconvénients, M. Gay-Lussac imagina de réunir la grande branche à la petite par un tube capillaire de 1 à 2 millimètres de diamètre intérieur (voir fig. 81); la courte branche est fermée par en haut; mais latéralement, en O se trouve un petit trou capillaire, par lequel le mercure ne peut point

s'échapper, à moins d'une pression très-grande, et qui, néa moins, permet à l'air d'entrer et de sortir librement. Lorsqu'c construit un baromètre de ce genre, on introduit le mercure dai

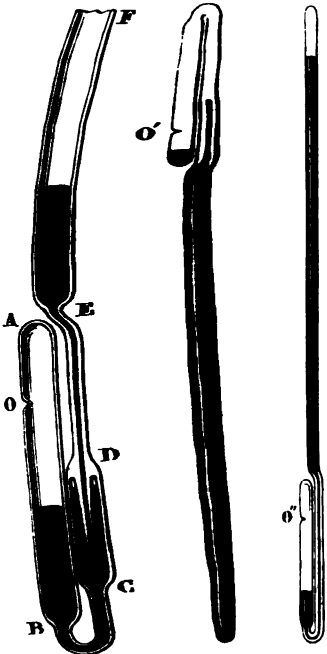


Fig. 81.

la grande branche et on l'y fait boui lir, ainsi que dans la moitié du tul capillaire, avant de recourber celui-c Lorsque ensuite on met l'instrumei dans la position qui convient aux ol servations, le mercure, en descendan ne se laisse pas diviser dans le tul capillaire par l'air qui tend à montei il le chasse devant lui, et le refou dans la courte branche.

La monture, le mode de suspensioi peuvent être variés de différentes m nières. Ce que nous avons dit à l'o casion du baromètre de Fortin noi dispense de plus amples détails.

Pour transporter l'instrument, faut le tenir renversé, l'extrémité c la grande branche en bas. Toute ii troduction de l'air est alors éviden ment impossible.

M. Bunsen, qui construisait fort h bilement les baromètres de M. Ga Lussac, y apporta un perfectionn ment réel. Il faisait la branche étroi ECB, de deux pièces : l'inférieure, s' largissant en CO, se soudait autoi de l'extrémité effilée D, de la portic ED. Grâce à cet artifice, lorsqu'il arrive que dans les retourn ments du baromètre une bulle d'air franchit la coudure, en glissai le long de la paroi, elle va se loger en D, à la partie supérieu du renflement, mais ne pénètre pas plus haut, et ne gêne pas l observations. Il est du reste toujours facile de l'expulser lor qu'on le désire.

§ 5. — BAROMÈTRE A CADRAN.

Dans la deuxième moitié du XVIIe siècle, le docteur Robert Ho imagina de rendre la marche du baromètre visible sur un cadr

à l'aide d'une disposition reproduite figure 83. Sur le mercure de la courte branche flotte un cylindre de fer attaché à un fil qui, après s'être replié sur une poulie P, supporte en B un contre-poids.

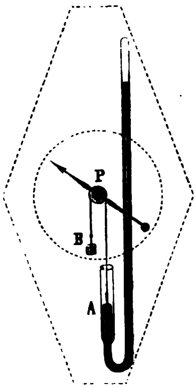


Fig. 82.

Suivant que le mercure monte ou descend en A, la poulie tourne dans un sens ou dans l'autre, et l'aiguille qui s'y trouve attachée parcourt la circonférence d'un cadran gradué.

Ces instruments sont actuellement fort répandus ; le baromètre et la poulie sont cachés par le cadre, auquel il faut, par conséquent, donner une suffisante hauteur.

§ 6. — VARIATIONS BAROMÉTRIQUES.

En un lieu donné, la hauteur barométrique varie sans cesse. Pascal mesura avec soin ces variations. Il reconnut que dans nos climats leur amplitude ne dépasse guère 18 lignes ou $0^m,04$; de plus, lui et ses amis, commencèrent à observer assez régulièrement le baromètre en différents points de la France, de manière à le suivre continuellement dans sa marche.

On ne peut, en effet, arriver que par de longues séries d'observations à reconnaître quelle est en chaque localité la valeur moyenne de la pression barométrique, et quelles sont les lois des variations qu'elle éprouve.

La pression moyenne dépend, comme nous l'avons déjà vu, de l'élévation à laquelle on se trouve au-dessus du niveau de la mer ; mais elle dépend aussi de la latitude, car de nombreuses observations faites en différentes contrées, au bord même de l'Océan, ont prouvé que la hauteur moyenne du baromètre n'y dépasse pas 0,758 à l'équateur ; tandis que par 30° ou 40° de latitude, elle atteint un maximum qui est voisin de 0,763 ; vers 50°, elle n'est plus que 0,760; enfin elle paraît diminuer encore un peu dans des contrées plus septentrionales.

C'est, de part et d'autre, de la hauteur barométrique moyenne que s'accomplissent, en chaque lieu, d'abord ces grandes oscillations irrégulières observées par Pascal, puis d'autres mouvements périodiques, moins considérables il est vrai, mais qui, par suite de leur périodicité même, se manifestent très-nettement lorsque l'on compare les moyennes d'observations nombreuses faites régu-

lièrement aux différentes heures de la journée pendant un intervalle de temps considérable.

Les variations périodiques dont nous parlons maintenant paraissent avoir été aperçues au temps même de Pascal, car dans une dissertation publiée en 1666, il est marqué que le baromètre est moyennement plus élevé le soir et le matin qu'à l'heure de midi. Ce qui indique évidemment une oscillation diurne.

Mais dans nos climats tempérés, et surtout dans les contrées plus voisines des pôles, l'amplitude de cette oscillation est faible et masquée presque toujours par des variations brusques.

Il en est tout autrement dans les régions équatoriales; en ces contrées, ces changements brusques de hauteur sont très-rares. L'oscillation diurne est plus considérable, et par ce double motif il est plus facile de la reconnaître. Elle fut nettement constatée à Surinam en 1722, et étudiée à Chandernagor en 1740 par le père Boudier. Depuis, les observations se sont multipliées. M. de Humboldt en fit un grand nombre entre les Tropiques pour fixer en ces climats la grandeur de la variation diurne, les heures des maxima et des minima. Et à peu près à la même époque, Ciminello en Italie, et Ramond en France, parvinrent, de leur côté, à faire ressortir, d'une longue série de mesures, la détermination exacte de la marche diurne moyenne du baromètre.

De toutes les recherches faites sur ce sujet intéressant, il résulte que la hauteur barométrique atteint par jour deux maxima et deux minima; les premiers vers 10 heures du matin et 10 heures du soir, les autres vers 4 heures du matin et 4 heures du soir. Il est vrai, que dans nos climats les heures des maxima et minima changent un peu avec les saisons; le maximum de l'après-midi a lieu plus tôt en hiver et plus tard en été, mais ces changements, dont l'étendue n'atteint pas une heure et demie, n'altérèrent pas la marche générale du phénomène.

L'amplitude de l'oscillation diurne dans nos contrées dépend aussi de la saison, elle est plus grande en été et moindre en hiver. Mais dans les contrées équatoriales, ces nouvelles influences disparaissent, et en même temps la grandeur de l'oscillation diurne devient plus considérable.

Enfin l'élévation du lieu où l'on observe a aussi sur les phénomènes une influence notable. Plus elle est considérable, et moindre est l'amplitude de l'oscillation diurne. Tellement qu'à une certaine hauteur celle-ci semble devoir s'annuler.

Les tableaux suivants, que nous avons extraits de la Météoro logie de M. Kaemtz, établissent tous ces faits.

Les deux premiers mettent en évidence l'influence de la latitude,

et celle que l'élévation des lieux de l'observation exerce sur la grandeur de la variation diurne.

Le troisième montre comment en Europe l'amplitude de cette variation change avec la saison.

HAUTEUR ET OSCILLATION DIURNE MOYENNE DU BAROMÈTRE EN DIFFÉRENTS LIEUX.

LIEUX.	LATITUDE.	HAUTEUR moyenne.	OSCILLATION moyenne diurne.
Santa-Fé de Bogota........	4° 36′ N	759,90	2,01
Payata..................	5° 6′ S	757,96	2,08
Le Caire................	30° 2′ N	757,28	1,54
Paris....................	48° 50′ N	756,61	0,55
Berlin..................	52° 33′ N	758,63	0,34
Saint-Pétersbourg.........	59° 56′	759,31	0,13

OSCILLATIONS BAROMÉTRIQUES MOYENNES A DIFFÉRENTES HAUTEURS AU-DESSUS DU NIVEAU DE LA MER.

LIEUX.	LATITUDE.	HAUTEUR moyenne.	OSCILLATION diurne.
Santa-Fe de Bogota	4° 36′	759,90	2,01
Quito....................	0° 13′ S	553,81	1,48
Antisana................	0° 33′	470,34	1,26

Nous ajouterons à ces nombres qu'en observant simultanément le baromètre à Genève et sur le Faulhorn, on a reconnu que l'oscillation diurne égale à 0mm,897 à la première station, n'était plus que de 0mm,268 à la deuxième, etc., etc.

OSCILLATION DIURNE MOYENNE
DU BAROMÈTRE EN DIFFÉRENTS MOIS.

MOIS.	HALLE.	MILAN.
Janvier	0,393	0,738
Février	0,476	0,718
Mars	0,488	0,871
Avril	0,569	0,871
Mai	0,546	0,801
Juin	0,557	0,961
Juillet	0,556	0,952
Août	0,569	0,812
Septembre	0,546	0,817
Octobre	0,566	0,745
Novembre	0,426	0,727
Décembre	0,363	0,700

Dans ces trois tableaux, on a pris le millimètre pour unité de longueur.

CHAPITRE IX

COMPRESSIBILITÉ DES GAZ.

§ 1. — LOI DE MARIOTTE.

Les gaz se compriment facilement, mais la relation qui existe entre leurs volumes et les pressions qu'ils supportent est-elle simple ou non? Tel est le problème que s'est posé Mariotte vers 1670, et les recherches qu'il exécuta pour le résoudre, lui firent voir que « les volumes d'une même masse gazeuse soumise successivement à des pressions différentes, sont inversement proportionnels à celles-ci. »

Expériences de Mariotte. — « Pour établir cette vérité d'une manière sensible, il faut, dit Mariotte (*Discours sur la nature de l'air*), avoir un tuyau recourbé dont les deux branches soient parallèles et verticales, l'une ayant environ huit pieds de haut et l'autre douze pouces; la grande doit être ouverte par en haut;

l'autre, scellée exactement à sa partie supérieure, doit avoir partout même diamètre (fig. 84).

« On commencera par verser un peu de mercure de manière à remplir le fond, où est la communication des deux branches, et l'on fera en sorte que le liquide ne soit pas plus haut dans l'une que dans l'autre, afin d'être assuré que l'air renfermé ne soit pas plus condensé ou plus dilaté que l'air libre.

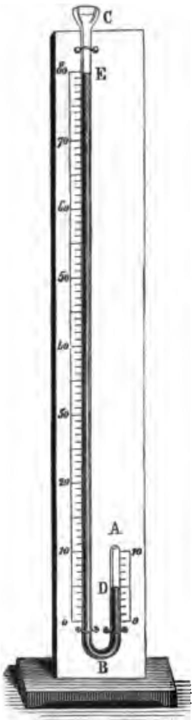


Fig. 83.

« On versera ensuite du mercure avec précaution dans la grande branche jusqu'à ce qu'il soit monté à 6 pouces dans la petite, en D. L'air qu'elle renferme se trouvera alors réduit à moitié de son volume primitif et l'on verra que le niveau de la grande branche est de 28 pouces au-dessus de D, en admettant, bien entendu, qu'au moment où l'on opère la hauteur barométrique soit précisément égale à 28 pouces.

« Si l'on veut pousser l'expérience plus loin, on pourra verser encore du mercure jusqu'à ce que l'air de la petite branche soit réduit à 3 pouces, et l'on verra alors, que dans CB le mercure sera élevé de 84 pouces au-dessus du point où il s'arrête en AB ; ces 84 pouces, avec les 28 qui mesurent le poids de l'atmosphère font 112 : or, le nombre 112 est quadruple de 28, de même que la première étendue 12 pouces est quadruple de la dernière 3 pouces. »

Ces expériences établissent la loi de compressibilité des gaz entre une et quatre atmosphères. Mariotte opéra également sous des pressions plus faibles que la pression atmosphérique ordinaire. Nous allons encore citer ses paroles à peu près textuellement :

Si dans un baromètre on enferme de l'air avec le mercure, celui-ci ne pourra plus se tenir à 28 pouces au-dessus du niveau de la cuvette.

En effet, la colonne n'étant plus dans le vide à sa partie supérieure, y éprouve une pression qui tend à la déprimer ; néanmoins la dépression ne sera pas complète, car d'après la manière même

dont on prépare l'expérience, l'air renfermé dans le baromètre ne le remplit qu'à condition de se dilater, et comme en se dilatant il perd de sa force élastique il ne pourrait plus après dilatation équilibrer par son seul ressort la pression atmosphérique.

Une colonne de mercure d'une certaine longueur reste donc suspendue dans le tube, et la pression qu'elle exerce égale la différence qui existe entre celle de l'atmosphère et celle de l'air dilaté intérieur.

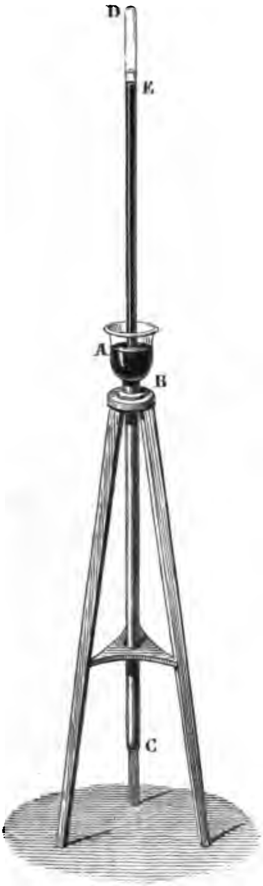


Fig. 84.

Ceci posé, « que l'on prenne un tube cylindrique de 40 pouces de long (fig. 84), qu'on y verse 27 pouces ½ de mercure, il y restera 12 pouces ½ d'air. Si alors on renverse le tube dans une cuvette en le faisant plonger de 1 pouce au-dessous du niveau, on verra l'air se dilater de façon à occuper 25 pouces de long, c'est-à-dire un volume double de son volume primitif, et le mercure ne s'élèvera qu'à 14 pouces, en sorte que la pression de l'air dont le volume aura doublé sera réduite à la moitié de sa valeur primitive. »

Dans les cours, on emploie pour faire l'expérience un baromètre à cuvette profonde, telle que, figure 84, on mesure le volume d'air introduit en abaissant le tube jusqu'à ce que les niveaux soient les mêmes à l'extérieur et à l'intérieur, puis en soulevant le tube à différentes hauteurs, on mesure à chaque fois, 1° le volume du gaz dilaté à l'aide d'une graduation tracée sur le tube, 2° sa pression, en retranchant la colonne de mercure soulevée, de la hauteur barométrique au moment de l'expérience.

Nous ajouterons que pour avoir de bons résultats, il faut, d'une

part, éviter qu'il n'y ait de l'humidité dans les tubes que l'on emploie, et que, d'autre part, il faut aussi avoir grand soin de faire toutes les lectures des volumes à une même température.

On peut encore (fig. 85) répéter très-commodément ces différentes expériences sur la compressibilité des gaz, en employant le manomètre à 2 branches de la figure 85, le robinet r sert à l'introduction du fluide élastique dans la courte branche; le robinet R, dont la section est représentée en R′, permet d'établir ou d'intercepter la communication des deux tubes A et C entre eux. Il permet aussi de faire communiquer avec l'atmosphère, soit A seul, soit A et C en même temps.

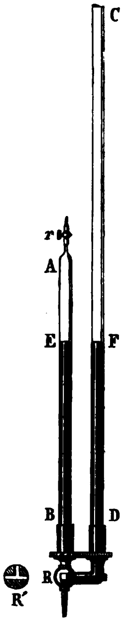


Fig. 85.

Rien de plus facile enfin que de bien sécher l'appareil par un courant d'air sec, et de maintenir la branche AB à température invariable pendant toutes les expériences en l'entourant d'un bain d'eau.

§ 2. — LIQUÉFACTION DES GAZ.

Expériences de M. Faraday. — D'après la loi de Mariotte, les gaz soumis à des pressions de quelques centaines d'atmosphères, devraient acquérir une densité comparable à celle de l'eau. Mais comme il n'était guère probable qu'ils conservassent en cet état d'extrême condensation les propriétés avec lesquelles ils se montrent ordinairement à nous, M. Faraday, à l'instigation de sir Humphry Davy [1], exécuta en 1823, une série d'expériences fort importantes pour découvrir ce qu'ils deviennent en ces circonstances particulières.

Il reconnut qu'un grand nombre d'entre eux se transforment alors en liquides, et cela sous des pressions toujours beaucoup inférieures à celles qui, d'après la loi de Mariotte, leur donneraient la densité qu'ils acquièrent réellement.

Les résultats consignés dans le tableau suivant, mettent en évidence l'exactitude de ces assertions.

1. Davy était alors président de la Société royale de Londres.

TABLEAU INDIQUANT LES PRESSIONS

SOUS LESQUELLES LES GAZ SE LIQUÉFIENT.

NOM DU GAZ.	TEMPÉRATURE de l'expérience.	PRESSION qui détermine la liquéfaction.	DENSITÉ du gaz liquéfié.
Acide sulfureux...........	— 7	2 atmosphères.	1,42
Chlore....................	+ 15	4 —	
Hydrogène sulfuré........	+ 10	17 —	0,9
Acide carbonique..........	0	36 —	
Protoxyde d'azote.........	+ 7	50 —	
Cyanogène.................	+ 7	3,7 —	0,9
Acide chlorhydrique.......	+ 10	40 —	
Ammoniaque.............	+ 10	6,5 —	

Pour comprimer ainsi les gaz dont on veut produire la liquéfaction, on peut se servir de pompes foulantes faites avec soin; mais on obtient encore d'excellents résultats en forçant le gaz à se comprimer lui-même; il suffit pour cela de le développer dans un espace hermétiquement clos. Ainsi, pour liquéfier le chlore, M. Faraday plaçait à l'extrémité A d'un tube très-résistant une certaine quantité d'hydrate de chlore solide (fig. 86); puis il fermait à la lampe l'ouverture B et chauffait légèrement A. L'hydrate se décomposait, et le chlore qu'il dégageait en abondance se comprimait assez énergiquement pour se liquéfier en B. On pouvait aider la liquéfaction en refroidissant cette extrémité du tube.

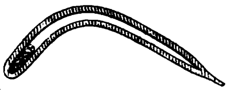


Fig. 86.

L'air, l'hydrogène, l'oxyde de carbone, le gaz de l'éclairage, conservent leur état gazeux aux plus fortes pressions que l'on peut exercer sur eux. Mais si le rapprochement des molécules est alors impuissant à produire la liquéfaction, n'altère-t-il pas néanmoins la loi de la compressibilité; en tous cas, comment et dans quelles limites cette loi se modifie-t-elle quand il s'agit des gaz liquéfiables ?

En 1826, MM. Œrsted et Swandsen, publièrent des expériences desquelles il paraissait résulter que jusqu'à 68 atmosphères, l'air dans sa compression suivait la loi de Mariotte, et que l'acide sul-

fureux se contractait plus rapidement que cette règle ne l'eût indiqué, lorsque les pressions devenaient très-voisines de celles qui en déterminaient la liquéfaction.

Expériences de M. Despretz. — Vers cette même époque, M. Despretz comparait avec soin la compressibilité de l'air à celle des autres gaz. Pour y arriver commodément il renfermait dans deux éprouvettes graduées de même longueur l'air et le fluide élastique sur lesquels devaient porter ses observations. Ces éprouvettes plongeaient dans une même cuve à mercure et pouvaient être descendues avec elle au fond d'un fort tube de verre que l'on remplissait d'eau. A l'aide d'un piston mû par une vis, on exerçait sur le liquide une pression croissante et l'on voyait dans les deux éprouvettes le mercure monter de quantités égales ou inégales, suivant que la compressibilité des deux gaz était ou non la même. En opérant ainsi, M. Despretz put constater que l'acide sulfureux, l'acide sulfhydrique, le cyanogène et l'ammoniaque se compriment plus fortement que l'air sous la même pression. Avec l'ammoniaque l'écart est déjà sensible sous une pression de deux atmosphères. Quant à l'hydrogène, il se comporte d'une manière inverse; lorsqu'en effet les pressions sont considérables, il semble leur résister plus énergiquement que le fluide atmosphérique.

Appareil de M. Pouillet. — Quelques années plus tard, M. Pouillet fit construire un appareil à l'aide duquel il put très-commodément contrôler ces importants résultats ou exécuter sur d'autres gaz des recherches analogues. La figure 87 en fait comprendre la disposition.

Les tubes qui renferment les gaz sont, comme dans les expériences de M. Despretz, cylindriques et de même hauteur. Ils plongent à leur partie inférieure dans un canal qui communique avec un réservoir à mercure très-solide. Ce réservoir contient en outre à sa partie supérieure une certaine quantité d'huile qui le remplit exactement. Or, il est bien évident que si l'on fait descendre dans le liquide le piston plongeur à l'aide de la vis *v*, on exerce une pression que l'on peut graduer à volonté, et sous l'action de laquelle le mercure monte dans les tubes F et G, en comprimant les gaz qui s'y trouvent.

Expériences de MM. Dulong et Arago. — Lorsqu'on veut chercher si l'air suit encore la loi de Mariotte sous de très-hautes pressions, il faut nécessairement estimer ces dernières avec une grande rigueur; et les expériences d'Œrsted laissaient à désirer sur ce point délicat. Mais la difficulté inhérente à ce genre de mesures fut surmontée par MM. Dulong et Arago, dans un re-

marquable travail qu'ils exécutaient en France pendant que le savant danois terminait ses propres recherches.

La méthode adoptée par ces illustres savants ne différait pas

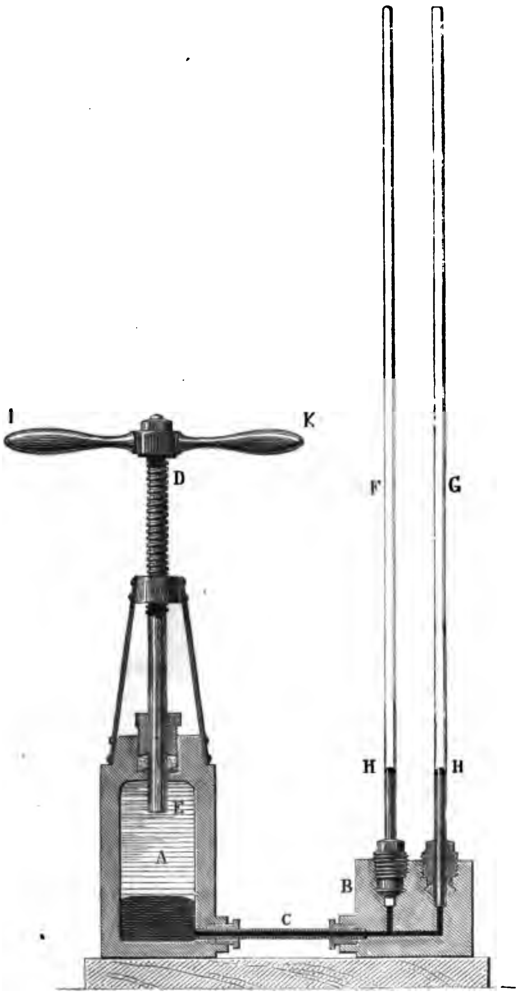


Fig. 87.

en principe de celle de Mariotte; mais leur appareil avait des dimensions gigantesques.

Le gaz à comprimer se trouvait contenu dans un fort tube de

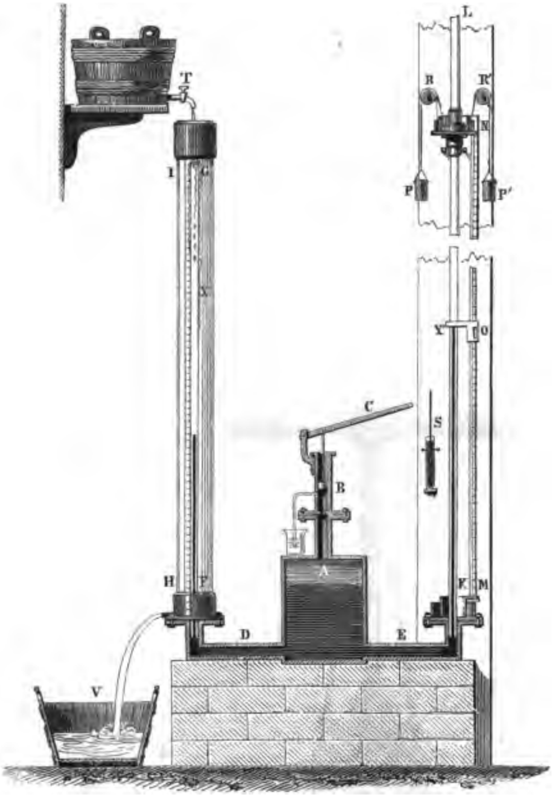


Fig. 88.

verre GF de 2 mètres de hauteur, fermé à l'extrémité G et divisé en parties de capacités égales. Son diamètre extérieur était de 0m,018 et l'épaisseur des parois 0m,006 (fig. 88).

La pression était directement produite par une colonne de mercure qui pouvait s'élever jusqu'à une hauteur de 20 mètres, dans

un long canal vertical KL formé d'un grand nombre de tubes solidement joints entre eux par d'excellentes viroles.

Le canal KL et le tube manométrique GF communiquaient par un conduit horizontal en fonte DE, qui faisait corps avec un réservoir à mercure A.

Enfin, ce réservoir portait à sa partie supérieure une pompe foulante à eau BC, qui servait à pousser le mercure dans l'appareil.

La manière d'opérer était théoriquement fort simple. Au commencement des expériences on observait directement le volume de l'air dans le manomètre, et l'on en déterminait la pression en ajoutant à la hauteur du baromètre la distance à laquelle le mercure s'élevait en K au-dessus de son niveau en H. Il eût fallu retrancher cette distance si le niveau dans le manomètre eût été plus élevé que dans la grande branche KL.

Le volume et la pression initiale étant ainsi déterminés, on injectait, à l'aide de la pompe, de l'eau en A. Le mercure s'élevait alors à la fois, mais très-inégalement et dans le manomètre et dans le canal KL, de manière qu'à chaque instant l'élasticité du gaz comprimé en X fût équilibrée par la pression de l'atmosphère accrue de celle qu'exerçait la colonne mercurielle soulevée en X' au-dessus du niveau en GF.

Dans tous les cas, cette pression se mesurait sans difficulté ainsi que le volume correspondant de l'air dans le manomètre.

On avait donc tous les éléments nécessaires pour comparer les pressions et les volumes successifs.

Le manomètre était, pendant les expériences, maintenu à température invariable à l'aide d'un courant d'eau froide qui s'échappait du robinet T.

Quant aux viroles qui réunissaient les tubes consécutifs de la grande colonne, on en voit le détail figure 89.

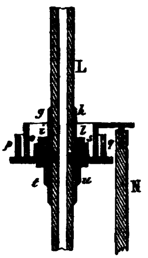


Fig. 89.

La virole du tube supérieur se terminait par une plate-forme qui s'appliquait contre le rebord également plat de la virole du tube inférieur; mais cette dernière se relevait en *s*, et l'espèce de couronne annulaire que ce relèvement représente, était taraudée intérieurement, de façon à pouvoir recevoir une vis *li* percée d'un trou central assez large pour que le tube d'en haut y pût passer à l'aise. En serrant cette vis, on appliquait donc les deux viroles très-exactement l'une contre l'autre; un cuir gras placé entre elles assurait la jointure (fig. 89).

Il fallait enfin empêcher que le mercure, en pressant contre la

base inférieure du manomètre ou de la colonne K, ne les arrachât des tubulures où ils étaient fixés. Pour cela on avait recours à la disposition représentée (fig. 90). Il est évident, à l'inspection de cette figure, que l'effort du liquide est soutenu par le rebord des viroles inférieures qui revètaient complétement par-dessous la tranche inférieure des tubes à préserver.

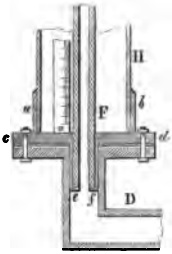


Fig. 90.

Les conclusions de MM. Dulong et Arago furent que jusqu'à 27 atmosphères la loi de Mariotte représente bien la compressibilité de l'air.

Dans toutes ces expériences il existait une cause d'erreur, qui, se développant surtout aux hautes pressions, rendait les résultats moins sûrs dans les circonstances mêmes où il eût été important d'avoir le plus de sécurité possible.

Admettons en effet qu'il s'agisse, comme dans les expériences de MM. Dulong et Arago, d'une colonne de gaz ayant 2 mètres de long à la pression ordinaire. Sous deux atmosphères la longueur sera réduite à 1 mètre. le déplacement du sommet de la colonne mercurielle dans le manomètre aura donc été fort considérable, mais sous une pression de 30 atmosphères, la longueur de la colonne sera réduite à $\frac{2}{30} = \frac{1}{15} = 0^m,166$, pour une atmosphère en plus elle deviendra $0,166 \frac{30}{31} = 0^m,0638$, et par conséquent le mercure ne se sera élevé que d'une quantité à peine visible.

Expériences de M. Regnault. — Dans une série de recherches récentes, M. Regnault fit disparaître cette cause d'erreur : l'appareil qu'il employait ressemblait beaucoup à celui de MM. Dulong et Arago ; mais, et c'est là le point important, le manomètre à sa partie supérieure était muni d'un excellent robinet (fig. 91) ; on avait tracé sur sa surface extérieure deux fines divisions, α et β : cette dernière partageait en deux portions de même capacité l'espace compris entre le trait inférieur et le sommet. On le remplissait de gaz sec sous une certaine pression H_1, puis en injectant du mercure avec la pompe foulante, on réduisait le volume à moitié, et l'on voyait quelle était alors l'élasticité H_2. Ceci posé, on faisait de nouveau arriver du gaz par le robinet de façon à remplir le manomètre sous la pression H_2, et l'on cherchait encore sous quelle pression H_3, le volume, se trouvait ramené à moitié, et ainsi de suite. Un robinet

fixé au réservoir à mercure, permettait de faire écouler au besoin une portion de celui-ci pour l'ajustement des niveaux. D'après la loi de Mariotte, on aurait dû avoir $H_2 = 2H_1$ $H_3 = 2H_2 = 4H_1$, etc., mais il n'en était pas rigoureusement ainsi.

Pour l'hydrogène, on trouvait en général $H_n > 2^{n-1} H_1$, et pour les autres gaz l'inverse avait lieu.

Les différences sont fortes pour l'acide carbonique et les gaz

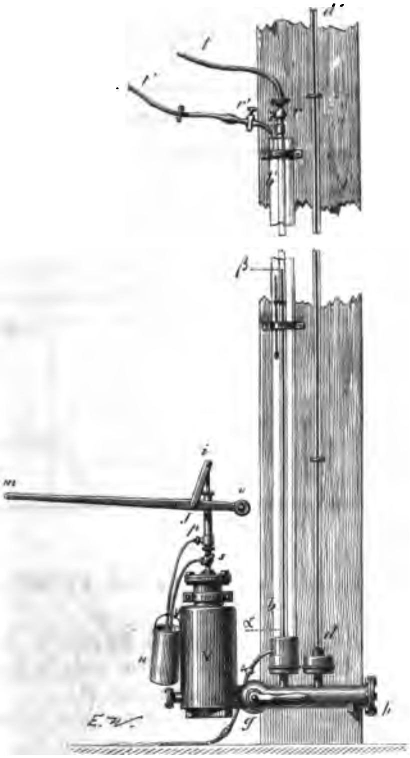


Fig. 91.

facilement liquéfiables. Elles sont faibles pour l'air, l'azote, l'hydrogène; mais sous des pressions un peu grandes elles sont néan-

moins appréciables. On en jugera à l'inspection du tableau suivant; nous y avons inscrit les valeurs des forces élastiques, qu'une quantité de gaz constante, de pression initiale égale à 1^m, acquiert, d'après M. Regnault, lorsque son volume, varie comme les nombres $1\ \frac{1}{5}\ \frac{1}{10}\ \frac{1}{15}\ \frac{1}{20}$.

TABLEAU DE LA COMPRESSIBILITÉ

DE DIFFÉRENTS GAZ.

VOLUMES.	PRESSIONS.		
	AIR.	ACIDE CARBONIQUE.	HYDROGÈNE.
1	1^m «	1^m «	1^m «
$\frac{1}{5}$	$4^m,9794$	$4^m,8288$	$5^m,0116$
$\frac{1}{10}$	$9^m,9162$	$9^m,2262$	$10^m,0560$
$\frac{1}{15}$	$14^m,8248$	$13^m,1869$	$15^m,1396$
$\frac{1}{20}$	$19^m,7198$	$16^m,7054$	$20^m,2687$

§ 3. — APPLICATIONS DE LA LOI DE MARIOTTE.

Dans les recherches de physique et de chimie, on a constamment besoin de chercher ce que devient sous la pression H' un volume de gaz qui était V sous la pression H.

Ou, réciproquement, de chercher ce que pèse sous la pression H' un volume V de gaz pesant ρ sous la pression H.

Le plus souvent, quand ces questions se présentent, H' n'est pas très-différent de H; alors on peut employer et l'on emploie en effet toujours la loi de Mariotte.

La solution de la première question est évidemment donnée par la proportion.

$$x : V :: H : H' \text{ d'où } x = V \frac{H}{H'}.$$

Pour résoudre la deuxième, il suffit de remarquer que si l'espace total occupé par un poids de gaz égal à ρ se trouve réduit sous une pression double à la moitié de ce qu'il était d'abord, chaque unité de volume du gaz ainsi comprimé pèsera nécessairement deux fois plus que primitivement; en d'autres termes le poids spécifique du fluide variera proportionnellement à la pression qu'il supporte.

Ce second énoncé de la loi de Mariotte est d'un usage continuel.

§ 4. — MANOMÈTRES.

On utilise la facilité avec laquelle les gaz se compriment, et la simplicité de la loi de leur compression dans la construction des appareils connus sous le nom de manomètres.

Ces appareils servent à estimer la force élastique des fluides en général, et particulièrement de la vapeur renfermée dans la chaudière des machines.

Manomètre à air comprimé. — Que l'on conçoive un tube recourbé en siphon comme dans la figure 92, fermé en A, renfermant à la partie inférieure du mercure, et au-dessus en AA, de l'air sec à la pression atmosphérique; si l'extrémité C communique avec un réservoir renfermant un gaz sous la pression d'une atmosphère, les niveaux A et A' sont dans le même plan horizontal.

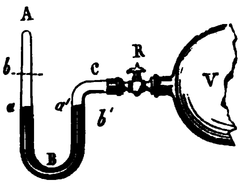


Fig. 92.

Mais si la pression augmente en V, les niveaux se déplaceront, le mercure montera dans la branche A et baissera dans l'autre.

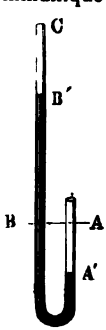


Fig. 93.

Alors pour connaître la valeur de l'élasticité en V, on calculera d'abord la nouvelle pression de l'air dans la branche fermée, ce qui se fera en multipliant 0^m,76 par le rapport du volume BC fig. (93) au volume B'C; puis, au produit, on ajoutera la hauteur B'A', et l'on aura ainsi l'expression en mètres de la longueur de la colonne mercurielle qui équilibre l'élasticité du fluide contenu dans le réservoir.

Si le tube manométrique est de diamètre uniforme, le rapport des volumes BC et B'C sera celui des droites BC et B'C elles-mêmes, et les déplacements AA' et BB' seront égaux.

Graduation théorique. — Dans ce cas, on peut facilement déterminer *à priori* la hauteur BB', à laquelle le mercure s'élèvera, lorsque l'élasticité en V acquerra une valeur déterminée H.

Soit en effet l la longueur BC et x le déplacement BB' du niveau du mercure.

Le volume de l'air varie en BC dans le rapport de l à $l-x$; donc la pression qui primitivement égalait 0,76 devient $0{,}76 \times \frac{l}{l-x}$; si l'on ajoute à cette pression la différence $2x$ des niveaux du mercure dans les deux branches, la somme $0{,}76\,\frac{l}{l-x} + 2x$ devra égaler H.

On arrive donc ainsi à l'équation :

$$0{,}76\,\frac{l}{l-x} + 2x = \mathrm{H}$$

Ou bien :

$$x^2 - \frac{(2l+\mathrm{H})x}{2} + \frac{(\mathrm{H}-0{,}76)\,l}{2} = 0.$$

D'où l'on tire :

$$x = \frac{1}{2}\left(\frac{2l+\mathrm{H}}{2}\right) \pm \sqrt{\frac{(2l+\mathrm{H})^2}{16} - \frac{(\mathrm{H}-0{,}76)\,l}{2}}$$

Les racines sont toutes deux réelles : mais celle qui correspond au signe + du radical ne convient pas au problème physique qui a conduit à l'équation ; en effet :

$$\sqrt{\frac{(2l+\mathrm{H})^2}{16} - \left(\frac{\mathrm{H}-0{,}76}{2}\right) l} = \frac{1}{4}\sqrt{(2l-\mathrm{H})^2 + 8l \times 0{,}76}.$$

Donc la valeur de x qui répond au signe + du radical, c'est-à-dire :

$$\frac{1}{4}(2l+\mathrm{H}) + \frac{1}{4}\sqrt{(2l-\mathrm{H})^2 + 8l \times 0{,}76}$$

est plus grande que $\frac{1}{4}\,4l$, ou plus grande que l. Ce qui ne peut pas être.

Graduation expérimentale. — Dans les manomètres ordinaires,

on donne à la branche fermée une forme conique, et cela rend l'appareil plus sensible sous des hautes pressions; car alors évidemment, à une même variation de volume, correspond un plus grand déplacement dans l'extrémité supérieure de la colonne.

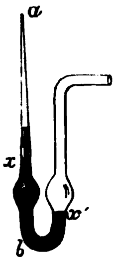


Fig. 94.

Souvent en outre, chacune des deux branches présente un renflement sphérique disposé comme on le voit fig. 94. Celui de la branche fermée doit être rempli de mercure quand le gaz intérieur est sous une pression voisine de la pression atmosphérique, et il est bon qu'alors le second soit vide au moins en partie.

Grâce à cette disposition, la pression dans le réservoir R peut diminuer beaucoup sans que l'air ou le mercure courent risque de sortir du tube, parce que le premier se dilate dans la boule x, tandis que l'autre trouve dans la seconde branche un espace suffisant pour le contenir.

Ce que nous avons dit de la graduation théorique des manomètres n'est plus applicable à ceux dont la forme a été si profondément modifiée. On les règle alors par comparaison. Pour

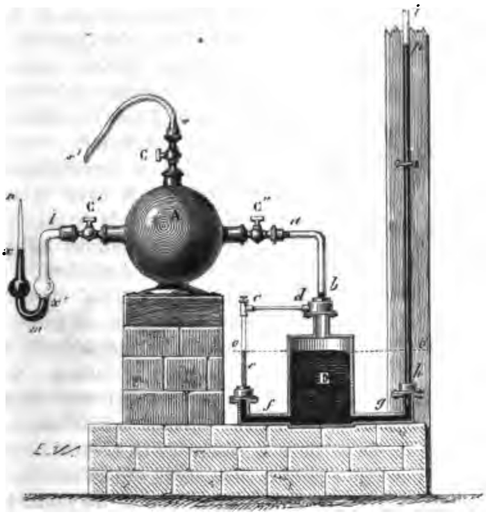


Fig. 95.

cela, on peut les ajuster à un réservoir A (fig. 95) communiquant avec un appareil manométrique à air libre, assez semblable à celui de MM. Dulong et Arago, quoique de dimensions moindres. Si l'on comprime de l'air en A, l'élasticité de ce fluide fait monter le mercure en *p* dans le tube *hi*, et en *x* dans la branche *mn* et alors pour connaître la grandeur de la pression qui répond à cette position *x* du niveau, il suffit d'ajouter à la hauteur barométrique, celle de la colonne mercurielle *xx'*; rien n'est donc plus simple que cette graduation directe.

Seulement elle perdrait toute sa valeur, si de l'air ou du mercure venaient à sortir de l'appareil; mais nous avons vu comment on prévient cette cause d'altération.

MANOMETRES MÉTALLIQUES.

On fait actuellement un fréquent usage de manomètres bien différents de ceux que nous venons de décrire, mais qui se graduent aussi par comparaison avec des appareils à mercure. Ils ont été imaginés par M. Bourdon.



Fig. 96.

La pièce principale est un tube en cuivre mince, recourbé en spirale, comme on le voit sur la figure 96. L'une des extrémités de ce tube est fermée, l'autre peut être mise en communication par un robinet R avec le réservoir qui contient la masse gazeuse, dont les variations de pression doivent être évaluées.

Lorsque celle-ci vient à changer, la section du tube, qui est une courbe fort aplatie, éprouve de légères variations, par suite desquelles la forme de la spirale elle-même se trouve un peu modifiée dans un sens ou dans l'autre, suivant la manière dont on a varié l'élasticité du fluide dans le réservoir G. L'extrémité B étant libre, éprouve donc de légers mouvements qui se communiquent à un levier à bras très-inégaux mobile autour du point D. L'extrémité E de ce levier se déplaçant alors sur un arc de cercle AA', rend très-sensibles les changements de pression qu'il s'agit de mesurer. Une boîte métallique, dont on voit la section sur la figure, enveloppe le tube et le préserve de toute détérioration.

§ 5. — DE LA MESURE DES HAUTEURS PAR LE BAROMÈTRE.

Nous terminerons ce chapitre en montrant quel usage on peut faire de la loi de Mariotte pour établir une relation simple entre la distance verticale de deux lieux et le rapport des hauteurs barométriques en ces lieux.

Le baromètre, dit Pascal « offre un moyen simple d'estimer la différence de niveau qui existe entre deux stations, quelque éloignées qu'elles soient l'une de l'autre. »

Il est d'abord évident que si dans l'intervalle de ces stations la couche atmosphérique avait une densité constante ou à peu près, la différence de niveau s'obtiendrait en multipliant celle des hauteurs barométriques correspondantes par le rapport de la densité du mercure à la densité de l'air.

Or, comme la valeur de ce rapport est 10395 à 0 et sous $0^m,76$ de pression, on voit qu'en ces circonstances, une différence de niveau de 10 mètres se traduirait à très-peu près par un millimètre de changement dans la pression, plus exactement $0^{mm},96$.

En réalité, la densité de l'air diminue à mesure qu'on s'élève, et le résultat de cette diminution est évidemment d'accroître l'épaisseur de la couche atmosphérique équivalente à un millimètre de mercure; aussi l'expérience du Puy-de-Dôme conduisit-elle Pascal à admettre que jusqu'à la hauteur de 500 toises, 5 toises d'élévation répondent à 0,37 de ligne, ou 10 mètres à 0,9 de millimètre. Il n'est pas non plus inutile de remarquer que ces résultats, se rapportent à une température notablement supérieure à 0; tandis que dans notre premier calcul, nous supposions l'air à la température de la glace fondante, ce qui avait pour effet de diminuer encore l'épaisseur de la couche équivalente à un millimètre.

Lorsqu'on suppose l'air sec et de température invariable entre les deux stations, il est facile de calculer rigoureusement la différence de niveau X qui correspond à un abaissement donné du baromètre. Divisons, en effet, l'atmosphère en couches d'épaisseur α assez petite pour que dans toute l'étendue de chacune la densité puisse être regardée comme constante. Soit H_1 la hauteur barométrique à la station inférieure, c'est-à-dire au bas de la première couche; à la partie inférieure de la deuxième, cette pression sera devenue :

$$H_2 = H_1 - \alpha\delta \frac{H_1}{0,76}$$

δ étant la densité normale de l'air rapportée au mercure; ou bien :

$$H_2 = H_1 \left(1 - \frac{\alpha\delta}{0,76}\right)$$

au bas de la troisième couche on aura de même ;

$$H_3 = H_2 \left(1 - \frac{\alpha\delta}{0,76}\right) = H_1 \left(1 - \frac{\alpha\delta}{0,76}\right)^2$$

enfin on aura généralement :

$$H_n = H_1 \left(1 - \frac{\alpha\delta}{0,76}\right)^{n-1} \text{ ou } \frac{H_n}{H_1} = \left(1 - \frac{\alpha\delta}{0,76}\right)^n$$

D'où

$$\log. H_n - \log. H_1 = (n-1) \log. \left(1 - \frac{\alpha\delta}{0,76}\right)$$

Si nous supposons $\alpha = 1^m$, $n-1$ sera immédiatement le nombre de mètres cherché. Pour cette valeur particulière de α,

$$1 - \frac{\alpha\delta}{0,76} = 1 - \frac{1}{10395 \times 0,76} = \frac{7899}{7900}.$$

Donc, $\log. H_n - \log. H_1 = (n-1) \left\{ \log. 7899 - \log. 7900, \right\}$

ou en changeant les signes,

$$\log. H_1 - \log. H_n = (n-1) \left\{ \log. 7900 - \log. 7899, \right\}$$

ou enfin comme la valeur numérique de

$$\log. 7900 - \log. 7899 \text{ est } \frac{1}{18200}$$

on a

$$n - 1 = 18200 \left\{ \log. H_1 - \log. H_n \right\} = X.$$

Ce fut Halley qui, le premier, établit ainsi la relation qui existe entre la distance verticale de 2 stations et celle des longueurs de la colonne barométrique en ces lieux.

Lorsque dans la solution du problème on veut tenir compte de la température de l'air, de la vapeur d'eau qui peut y exister, et enfin de la variation de la pesanteur avec la latitude ψ, on doit à

la formule que nous avons établie en substituer une autre peu différente, savoir :

$$X = 18393\,(1 + 0{,}002837\ \cos.\ 2\psi)\ \log.\ \frac{H_1}{H_{II}}\left(1 + \frac{2(t+T)}{1000}\right)$$

t et T sont les températures des stations extrêmes.

Cette formule a été vérifiée très-complétement par les nombreuses observations que fit M. Ramond dans les Pyrénées. Les pics dont il déterminait la hauteur à l'aide du baromètre se trouvaient en outre mesurés trigonométriquement, et les deux méthodes conduisirent aux mêmes résultats.

Pour donner une idée des valeurs que la formule précédente assigne à X dans les cas ordinaires, nous allons inscrire quelques-unes de ces valeurs prises dans l'hypothèse où $\psi = 45°$, $t + T = 0$, et $H_1 = 0{,}76$.

TABLEAU DES ÉLÉVATIONS CORRESPONDANTES A DIFFÉRENTES HAUTEURS BAROMÉTRIQUES.

Longueur des colonnes barométriques ou H_{II}.	Élévation du lieu d'observation au-dessus du niveau des mers, ou X.
0,70	657m
0,60	1888
0,50	3344
0,40	5127
0,30	7425

CHAPITRE X

MACHINE PNEUMATIQUE.

§ 1. — INVENTION ET PREMIERS PERFECTIONNEMENTS DE LA MACHINE.

Torricelli, par sa fameuse expérience de 1643, avait donné un moyen d'enlever toute matière pondérable de la partie supé-

rieure d'un tube; et trois ans plus tard, Pascal, utilisant ce moyen de faire le vide, montrait que la colonne de mercure se déprime complétement dans le tube d'un baromètre quand la pression de l'air cesse de s'exercer sur la cuvette. (Voir page 73.)

Mais ce mode d'épuisement, toujours peu commode, eût souvent été inapplicable. Vers 1652, un physicien allemand, Otto de Guéricke, bourgmestre de Magdebourg, chercha un procédé qui lui permît de vider un récipient de forme quelconque; il y réussit après quelques tentatives infructueuses; et dès 1654 il faisait voir sa première machine pneumatique à l'empereur d'Allemagne et à plusieurs autres princes de l'empire, alors réunis à Ratisbonne à l'occasion de la diète germanique.

Machine d'Otto de Guéricke. — Cette machine d'une extrême simplicité (fig. 97), était formée de deux pièces principales:

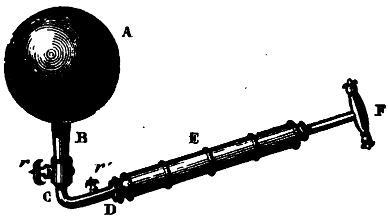


Fig. 97.

1° un corps de pompe E dans lequel se mouvait un piston solide, 2° un récipient métallique A de forme sphérique et qui pouvait être mis en communication avec lui. Deux robinets existaient à l'extrémité du corps de pompe la plus voisine du récipient A: l'un *r*, servait à établir la communication avec ce dernier, l'autre *r'*, était une sorte de clef qui fermait un orifice débouchant à l'extérieur. Le robinet *r* étant ouvert et l'autre fermé, on tirait le piston (fig. 97); l'air du récipient, en vertu de son élasticité, passait alors dans le corps de pompe au moins en partie. Immédiatement on fermait *r*, on soulevait la clef *r'*, et en refoulant le piston vers sa position initiale on chassait à l'extérieur l'air que l'on avait extrait du récipient.

En continuant cette manœuvre, assez pénible, on arrivait au bout d'un temps plus ou moins considérable à raréfier beaucoup l'air contenu en R.

Plus tard, Otto de Guéricke apporta à cet appareil des perfectionnements importants. Il assujettit solidement la pompe à un

trépied en fer (fig. 98), et fit manœuvrer le piston à l'aide d'un levier (OE) qui prenait son point d'appui au point O du support; le récipient se fixait en B, à l'aide de tubulures, et pour plus d'exactitude, les joints étaient noyés dans un vase plein d'eau.

Une fois en possession de ces appareils, le savant bourgmestre exécuta une série d'expériences importantes, qui rendirent plus évidente l'exactitude des idées de Galilée, Torricelli et Pascal, touchant la pesanteur de l'air et la pression que ce fluide exerce sur les corps à la surface de la terre.

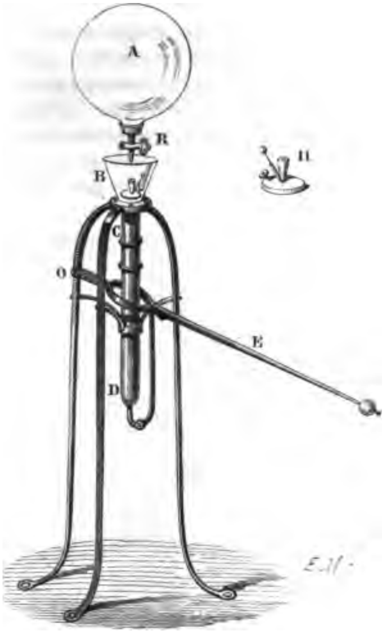


Fig. 98.

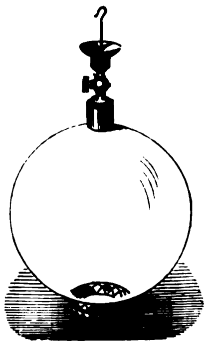


Fig. 99.

Pesée des gaz. — Il pesa un grand ballon successivement plein d'air et vide (fig. 99); et put constater facilement que le poids, dans le second cas, était notablement plus faible que dans l'autre. Il est impossible de trouver une méthode plus directe et plus simple, pour démontrer que l'air est un corps pesant.

Preuves nouvelles de la pression atmosphérique. — Dans le cours de ses premiers essais, Otto de Guéricke avait vu souvent s'aplatir avec force les récipients, à fond plat, dans lesquels il cherchait à faire le vide. C'était là un effet nécessaire de l'énergique pression que l'atmosphère exerçait sur eux. Pour mieux

montrer combien est considérable l'action ainsi exercée sur une surface un peu grande, il exécuta plusieurs expériences dont l'une, celle des hémisphères de Magdebourg, a eu beaucoup de célébrité.

Hémisphère de Magdebourg. — Que l'on construise deux hémisphères de cuivre à rebords plans, ainsi que cela se voit sur la figure 100, et qu'après les avoir bien appliqués l'un contre l'autre, on fasse le vide dans la sphère creuse qui résulte de leur juxtaposition. Si l'on prend soin d'intercepter ensuite, très-exactement, toute communication avec l'extérieur, il sera fort difficile de les séparer, surtout si les dimensions de l'appareil sont un peu considérables.

Dans les expériences de Magdebourg, vingt chevaux furent im-

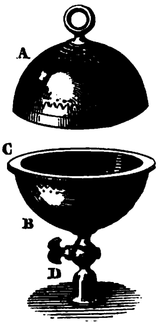


Fig. 100.

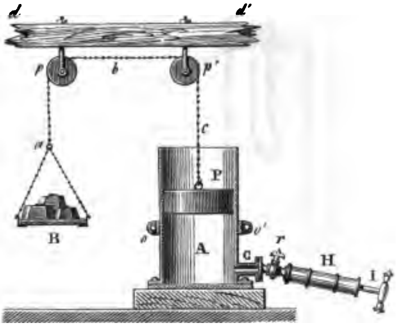


Fig. 101.

puissants à opérer la séparation. Mais ce qu'ils ne purent faire, on l'obtint facilement en rendant l'air par le robinet D.

Quod non a viginti equis, flatu autem disjungi potuit.
Liv. III, prop. 22. *Traité du Vide.*

Pression sur un large Piston. — Otto de Guéricke décrit un autre appareil qui le conduisit à des résultats non moins curieux que ceux dont il vient d'être question.

Il avait fixé à un appui solide (fig. 101), un large corps de pompe dans lequel se pouvait mouvoir un piston complétement plein. Une chaîne attachée à ce piston, passait sur deux poulies, et, se recourbant ensuite verticalement en *pa*, supportait un plateau, qui, chargé de poids considérables, tendait à maintenir le piston soulevé.

Les choses étant en cet état, à l'aide d'un robinet il mit le bas du corps de pompe en communication avec un grand ballon vide; aussitôt l'air du cylindre se répandit partiellement dans ce dernier en perdant de sa force élastique; la pression de l'atmosphère n'étant plus alors équilibrée par l'élasticité du gaz intérieur, le piston descendit entraînant avec lui la chaîne, le plateau et les poids dont il était chargé. Dans d'autres essais, Otto de Guéricke appliquait en *r* une petite pompe à l'aide de laquelle il faisait directement le vide au-dessous de P. Les résultats obtenus furent les mêmes.

Crève-vessie. — Au lieu de répéter cette expérience dans les cours publics, on est dans l'habitude d'en disposer une autre à peu près équivalente, et qui exige des appareils beaucoup moins dispendieux. On prend un cylindre de verre d'environ 15 centimètres de diamètre et ouvert aux deux bouts. Sur la base supérieure, on applique très-exactement une vessie ou une membrane de baudruche, puis on fixe l'appareil par sa base inférieure sur la platine d'une machine pneumatique. Aussitôt que l'air est suffisamment raréfié, la membrane est déchirée par la pression atmosphérique et l'air se précipitant avec force dans le vide produit une sorte de détonation.

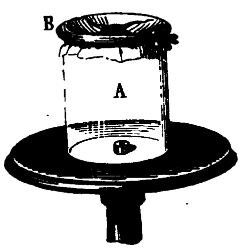


Fig. 102.

Ascension des liquides dans le vide. — Otto de Guérike imagina encore de plonger au-dessous de la surface de l'eau contenue dans un vase librement ouvert, le col d'un ballon vide d'air et fermé par un robinet. A l'instant où l'on ouvrait celui-ci, le liquide se précipitait avec force dans le ballon, parce que rien ne balançait intérieurement la pression avec laquelle l'atmosphère l'y poussait.

Élasticité des gaz. — On trouve aussi rapportée dans le traité *du vide*, une observation intéressante et qui peut être donnée comme preuve de l'élasticité de l'air. Lorsqu'on ouvre le robinet d'un ballon vide, l'air atmosphérique s'y précipite en faisant entendre un sifflement particulier. Le même effet se produit lorsqu'on met le ballon en question en communication, non plus avec l'atmosphère, mais avec un autre ballon plein de gaz, ce qui n'aurait pas lieu si le fluide qui remplit ce second ballon n'avait une force d'expansion, une élasticité propre.

A côté de ces faits si curieux, l'inventeur de la machine pneu-

matique en décrit un autre de grande importance, et qui devint le point de départ d'autres belles découvertes.

La flamme s'éteint dans le vide. — Il imagina de faire le vide dans un récipient où se trouvait une bougie allumée, et vit la flamme s'éteindre dès que l'épuisement eut été amené assez loin.

Expériences de Boyle. — Quelques années plus tard, un physicien anglais éminent, Robert Boyle, en cherchant à étendre le cercle des découvertes d'Otto de Guéricke, trouva que dans un récipient vide d'air, la vie comme la combustion, ne peut se prolonger.

Nous aurons bientôt occasion de citer d'autres phénomènes remarquables, découverts par ces deux savants, dans le cours de leurs recherches sur le vide. Pour nous borner à énumérer ici ceux que l'on reproduit dans les cours lorsqu'on traite de la machine pneumatique, nous ajouterons que Boyle, afin de rendre nettement visible la force expansive de l'air, imagina de faire le vide dans un récipient où il avait placé une vessie dégonflée et fermée avec soin. Aussitôt que le jeu des pistons raréfiait l'air du récipient, il voyait la vessie se distendre et s'enfler complétement, mais pour se replier ensuite sur elle-même lorsque l'on permettait la rentrée de l'air dans le vide.

Jet d'eau dans le vide. — On peut encore mettre dans le récipient A d'une machine pneumatique un petit vase à demi plein d'eau : à travers un bouchon, qui ferme exactement le col du fla-

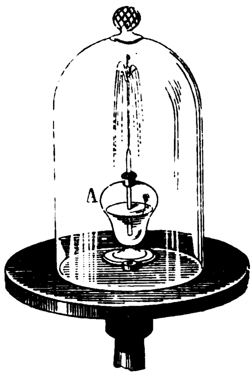


Fig. 103.



Fig. 104.

con, passe un tube effilé par en haut et qui, à sa partie inférieure, plonge dans le liquide. Lorsqu'on fait le vide sous la cloche, l'élas-

ticité de l'air renfermé à la partie supérieure du petit vase force le liquide à s'échapper sous forme de jet.

Baroscope. — C'est au même physicien que l'on doit l'expérience du baroscope. Si l'on met en équilibre dans l'air, aux deux bouts d'un fléau de balance, deux sphères de cuivre, l'une massive, l'autre vide et par conséquent de beaucoup plus grand volume que la première, on voit que l'équilibre n'existe plus dans le vide; le fléau penche du côté de la grosse boule.

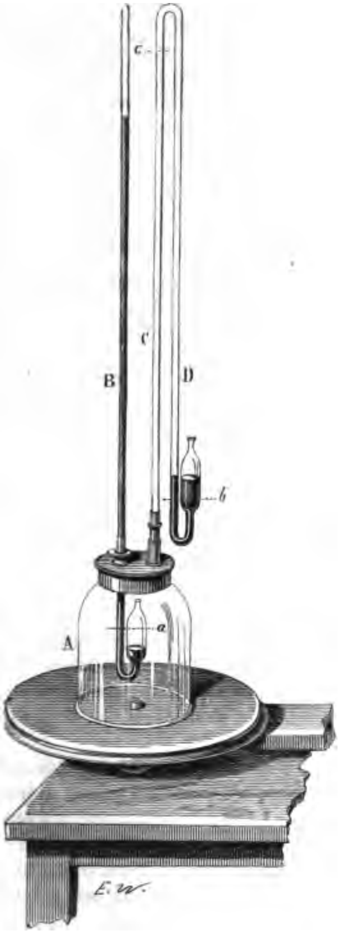


Fig. 105.

La raison en est bien simple. Dans l'air, la grosse boule éprouve une diminution de poids supérieure à celle que subit la petite; pour lui faire équilibre, elle doit donc être en réalité plus pesante, et dans le vide, cet excès de poids, qui n'est plus contrebalancé, détermine l'inclinaison du fléau.

Enfin, il est encore bon de mentionner une autre expérience qui résume à la fois celle de Torricelli sur l'ascension du mercure dans un tube vide et celle de Pascal sur la dépression de la colonne barométrique dans le vide.

Baromètre dans le vide. — Un récipient de verre A (fig. 105) est terminé à sa partie supérieure par un couvercle de cuivre parfaitement bien ajusté. A travers ce couvercle passent, 1° le tube d'un baromètre à siphon B, dont la courte branche s'ouvre dans le récipient, 2° un tube C qui se recourbe deux fois à l'extérieur, et se

termine aussi par une sorte d'évasement *b*. Ce tube manométrique, ouvert aux deux bouts, communique donc par l'une de ses extrémités avec l'atmosphère, par l'autre avec le récipient.

Lorsqu'on fait le vide dans celui-ci le mercure baisse dans le baromètre, parce que la force qui l'y maintenait soulevé va sans cesse en diminuant ; il s'élève au contraire dans le manomètre, parce que la pression de l'air en *b* ne se trouve plus équilibrée par une pression contraire. Si l'on parvenait à faire en A un vide parfait, le mercure se mettrait de niveau dans les deux branches du baromètre ; au contraire, il s'élèverait dans la branche D du manomètre à une hauteur *bc* égale à celle qui mesure la pression atmosphérique.

Lorsqu'on rend l'air dans le récipient, les choses reviennent à leur état primitif.

Première modification de la machine pneumatique. — Pour répéter les expériences d'Otto de Guéricke, Boyle avait perfectionné la machine pneumatique, en faisant, 1° mouvoir le piston à l'aide d'une crémaillère et d'une roue dentée, 2° en employant pour récipient un globe de verre très-grand, et percé à la partie supérieure d'une ouverture fort large que l'on pouvait boucher exactement à l'aide d'un couvercle exprès disposé.

Des perfectionnements plus importants encore, ont été apportés à cet appareil par un célèbre mécanicien français, Denis Papin, qui aida beaucoup Boyle dans ses expériences.

Papin conserva la roue dentée et la crémaillère du savant anglais ; mais il employa deux corps de pompe au lieu d'un. Cette disposition a l'extrême avantage, non-seulement de diminuer le temps de l'opération, mais aussi, et surtout, de rendre la manœuvre plus facile en opposant l'une à l'autre les actions contraires que l'air extérieur exerce par son poids sur les parties supérieures des deux pistons. En outre Papin substitua aux robinets des machines antérieures, des soupapes s'ouvrant et se fermant alternativement par le jeu même de l'appareil[1].

Enfin il imagina encore d'amener l'extrémité du conduit qui est destiné à joindre les corps de pompe au récipient, au milieu d'une plate-forme de verre bien dressée et à laquelle fut donné le nom de platine. Pour faire le vide sous une cloche il suffit de l'appliquer sur la platine après avoir enduit de suif tout son bord inférieur. Si ce bord est bien dressé, c'est-à-dire s'il a bien tous ses points

1. Sturmius dans son *Collegium curiosum*, décrit aussi une machine pneumatique à soupape. Mais sa publication, datée de 1676, paraît un peu postérieure à celle de Papin. Quant à l'emploi des deux corps de pompe, on l'attribue souvent à Hauksbée : nous adoptons ici l'opinion de Cotes, professeur à l'université de Cambridge, mort en 1716.

dans le même plan, l'application, sous l'influence de la pression extérieure, devient assez exacte pour que la rentrée de l'air soit absolument impossible.

Enfin, vers 1750, l'ingénieur anglais Smeaton eut l'heureuse idée de mettre l'intérieur du récipient en communication avec la cuvette d'un baromètre qui indique alors à chaque instant la pression de l'air intérieur.

Après cette rapide indication de l'invention et des perfectionnements successifs de la machine pneumatique, nous allons faire connaître la manière dont on la construit actuellement.

§ 2. — MACHINE PNEUMATIQUE ORDINAIRE.

La figure 106 représente un profil de la machine ordinaire

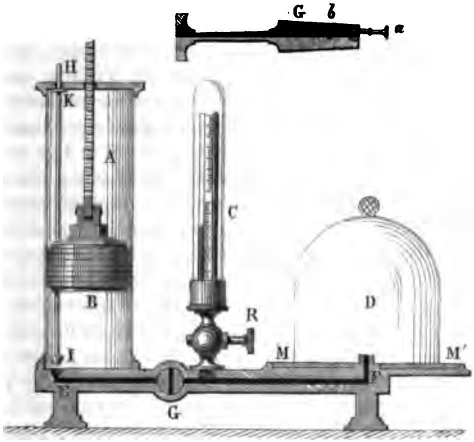


Fig. 106.

A, corps de pompe.

B, piston.

MM', platine.

D, récipient.

EF, conduit allant du corps de pompe au récipient.

G, section du robinet qui sert à ouvrir ou à fermer la communication que le conduit EF est destiné à établir; sur la figure le robinet est fermé.

C, éprouvette. Cette éprouvette contient un baromètre à siphon tronqué; elle a environ trois décimètres de long. Tant que la

pression de l'air dans le récipient est un peu forte, le mercure reste soulevé jusqu'au sommet de la branche fermée; mais, par suite de l'épuisement, l'élasticité de l'air intérieur est bientôt impuissante à soutenir une colonne de 20 à 25 centimètres de mercure; les niveaux se rapprochent donc, et finiraient par se fixer dans un même plan horizontal, si l'on arrivait à un vide absolu. La branche fermée de l'éprouvette est légèrement étranglée vers son sommet. Cette disposition a pour but d'amoindrir la violence du choc que le mercure ferait éprouver à la paroi supérieure du tube, lors d'une rentrée brusque de l'air dans l'appareil.

R, robinet qui établit la communication entre l'éprouvette et le récipient.

I, soupape conique, destinée à fermer l'orifice du conduit EF. Cette soupape, recouverte sur sa surface latérale d'un cuir gras, est attachée à une tige IK qui passe à frottement dur dans le piston B. Lorsque celui-ci se lève, il ouvre la soupape; mais comme il est fort important que cette dernière ne s'écarte que très-peu de l'orifice E, on prend soin de disposer un renflement K à la partie supérieure de la tige IH; aussitôt que ce renflement appuie contre le fond supérieur du corps de pompe, la tige reste immobile, et le piston monte, en glissant contre elle; mais lorsqu'il descend, il l'abaisse aussitôt, et l'orifice I est exactement clos.

C'est donc le jeu de la machine qui ouvre et ferme alternativement la communication entre le récipient et le corps de pompe.

Quant à la soupape qui remplace la clef *r* de l'appareil d'Otto de Guéricke (fig. 97), elle se trouve placée dans le piston même. La figure 107 en montre le détail.

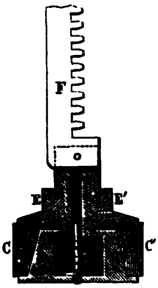


Fig. 107.

Le corps métallique DD' du piston est creux; et se termine inférieurement, par une plateforme percée au centre du trou par lequel l'air s'échappe lors de la descente du piston.

C'est sur le bord supérieur de ce trou que s'applique une petite plaque métallique destinée à le fermer quand le piston s'élève.

A cette plaque est fixée normalement une tige ou *queue*, autour de laquelle on passe un petit ressort à boudin, qui, buttant contre le haut de la chambre intérieure du piston, tend à fermer la soupape, et la ferme en effet lorsque son action n'est pas vaincue par une pression inférieure plus forte. Mais quand le piston, en descendant, comprime au-dessous de lui l'air qui a passé dans le corps de pompe, l'élasticité du ressort et le poids de la soupape sont vaincus; celle-ci se lève donc et l'air, traversant le piston,

s'échappe à l'extérieur; car les corps de pompe ne sont pas hermétiquement fermés à leur partie supérieure.

La figure 108 représente le plan général de la machine,

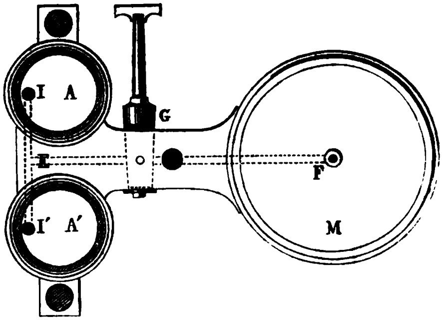


Fig. 108

A A', sections des corps de pompe.

II'EF, conduit qui la fait communiquer au récipient.

M, platine.

G, clef: elle est tournée de façon à intercepter la communication avec le récipient, comme en la figure 106.

Cette clef est une pièce importante.

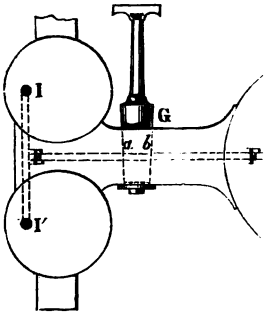


Fig. 109.

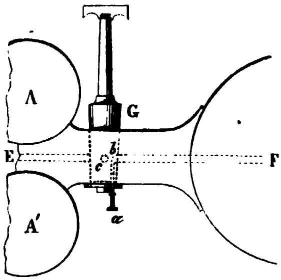


Fig. 110.

Elle est légèrement conique, et se trouve percée, non-seulement du conduit principal *c* (fig. 110), ou *ab* (fig. 109); mais aussi, d'un conduit *b* (fig. 106), qui d'abord parallèle à son axe, se recourbe ensuite rectangulairement pour venir aboutir dans la section même qui contient le trou principal.

Ce conduit latéral sert à rendre l'air sous le récipient.

Lorsqu'en effet la clef est tournée comme en la figure 110, il suffit d'enlever le petit bouchon métallique pour que l'air puisse rentrer librement dans le vase où le vide a été fait.

Il est bon de remarquer, que sans cette facilité que l'on a de rendre ainsi l'air, on ne pourrait plus enlever de dessus la platine les cloches un peu grandes que l'on y aurait vidées ; la pression atmosphérique les appliquant contre cette platine avec une force qui atteindrait souvent plusieurs centaines de kilogrammes.

Enfin la figure 111 représente en perspective une machine pneumatique de grandes dimensions, et dans laquelle l'éprouvette est



Fig. 111.

remplacée par un baromètre complet CD. La platine est alors placée à l'extrémité supérieure d'une colonne E, qui est traversée suivant son axe par le conduit qui se rend aux corps de pompe.

La clef est placée en R ; quand elle est tournée convenablement, l'air peut rentrer par un conduit latéral qui, sur la figure, est fermé par un bouchon G.

§ 3. — DÉCROISSEMENT DE LA DENSITÉ DE L'AIR DANS LE RÉCIPIENT. — LIMITE DU VIDE.

La pression de l'air dans le récipient d'une machine pneumatique décroît en progression géométrique lorsque le nombre des coups de piston croît en progression arithmétique.

Que l'on suppose, pour fixer les idées, le récipient et le corps de pompe de mêmes dimensions. Lorsque, après avoir fait le vide dans le corps de pompe, on ouvrira le robinet r (fig. 97), l'air du récipient se répandant en E, prendra finalement un volume double de celui qu'il occupait d'abord. Sa pression, en conséquence, se trouvera réduite à moitié. Si l'on abaisse alors le piston après avoir fermé r et ouvert r', on chasse l'air du corps de pompe et l'on ne change rien à la pression qui existe dans le récipient. Mais, au mouvement suivant du piston, cette pression se trouve de nouveau réduite à moitié. Elle n'a donc plus alors que le quart de sa grandeur primitive, et ainsi de suite.

Cas général. — On peut facilement généraliser ces raisonnements de la manière suivante :

Soit A le volume du récipient et B celui de chacun des corps de pompe.

Après le premier coup de piston l'air qui occupait le volume A du récipient s'étant en outre répandu dans le corps de pompe, occupe le volume A + B. La pression h_1 après ce premier coup de piston est donc à la pression primitive h dans le rapport du volume de A à A + B puisque d'après la loi de Mariotte les pressions d'une même masse gazeuse, sous deux volumes différents, sont inversement proportionnelles à ceux-ci.

Ce que nous disons de l'effet du premier coup de piston, devant se répéter pour tous les autres, on voit que les valeurs successives des pressions de l'air dans l'intérieur du récipient forment une suite de termes dont chacun se déduit du précédent en le multipliant par la fraction $\frac{A}{A+B}$.

Une pareille suite est ce qu'on nomme une progression géométrique. $\frac{A}{A+B}$ est la raison de cette progression.

Cette loi de décroissement montre que jamais on ne peut arriver à épuiser complétement l'air du récipient, et elle indique en outre le moyen de calculer après combien de coups de piston la pression a atteint une limite déterminée l.

Supposons, par exemple, le récipient égal au corps de pompe, comme nous l'avons déjà fait pag. 115 ; après un nombre n de coups de piston, la pression dans le récipient est devenue $h\left(\frac{1}{2}\right)^n$ Là il suffit donc d'élever $\frac{1}{2}$ aux puissances successives jusqu'à celle qui est immédiatement inférieure à $\frac{l}{h}$. L'exposant de la puissance qui satisfait à cette condition est le nombre cherché.

Quelque petit que soit $\frac{l}{h}$, le rapide décroissement de l'exponentielle semble indiquer qu'on peut toujours aisément atteindre cette limite de vide ; mais en réalité l'épuisement s'arrête toujours à un certain degré, et cela tient à ce que jamais le piston en s'abaissant, n'expulse complétement l'air du corps de pompe : il reste toujours, au fond de celui-ci, quelque petit espace dans lequel l'air se condense. Or, si le volume de cet espace nuisible est par exemple la cinq-centième partie de la capacité du corps de pompe, il est facile de voir que la pression finale ne pourra pas être inférieure à un cinq-centième de la pression atmosphérique h. Supposons, en effet, que cette limite soit atteinte, lorsqu'on aura soulevé le piston, la pression dans le corps de pompe sera égale à $\frac{h}{500}$; quand, au contraire, le piston aura été abaissé, le volume de l'air intérieur se trouvera 500 fois moindre qu'il n'était d'abord ; et, par suite, la pression intérieure égalera celle de l'atmosphère, mais elle ne la dépassera pas, et la soupape du piston ne pourra plus être soulevée; l'épuisement aura donc atteint sa limite.

Perfectionnement de M. Babinet. — Pour remédier à ce grave inconvénient, M. Babinet imagina de modifier la construction de la machine, de telle sorte, qu'au moment où elle cesse de fonctionner par le motif que nous venons d'indiquer, on puisse, 1° intercepter la communication entre le récipient et l'un des corps de pompe; 2° employer exclusivement ce corps de pompe à extraire du deuxième, l'air qui sous le piston descendant, tend à y acquérir une force élastique égale à celle de l'atmosphère.

Le second corps de pompe, étant ainsi vidé, pourra, lorsque sa

soupape d'aspiration se trouvera ouverte de nouveau, extraire du récipient une nouvelle quantité de gaz.

Pour réaliser cette conception, on s'y prend de la manière suivante.

La clef de la machine se trouve dans l'axe même du conduit principal *co* (fig. 112), au lieu de lui être perpendiculaire comme en la figure 108 (page 113).

Elle est percée de plusieurs conduits.

1° Un premier *acdb* a la forme d'un T, dont l'une des branches *cd* est dirigée suivant l'axe *co* (fig. 112).

2° Un second perpendiculaire au plan *acdb* s'arrête en *c* et par conséquent ne traverse pas la clef de part en part. Soit *cm* : le point *m* n'a pu être marqué sur la figure 112 ; il coïncide avec *b* dans la figure 113.

3° Un troisième *hh'* parallèle à *cm* et sans aucune communication avec *cd* (fig. 113).

De plus, dans la base métallique sur laquelle les corps de pompe sont fixés, il existe divers canaux :

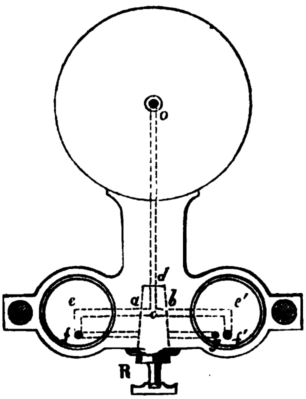


Fig. 112.

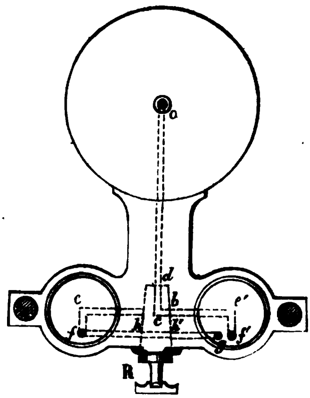


Fig. 113.

1° Deux canaux horizontaux *ee'*, et *fg*, situés dans un plan passant par l'axe de la clef.

2° Deux conduits obliques qui joignent *e* et *e'* aux ouvertures que bouchent les soupapes d'aspiration. Ces ouvertures sont vues dans nos figures en *f* et *f'*.

3° Deux conduits verticaux, joignant les deux bouts du canal

fg, l'un à l'ouverture de la soupape *f*, l'autre à un orifice *g*, toujours ouvert au fond du corps de pompe de droite que nous appellerons H'.

Quand la clef est tournée comme en la figure 112, le conduit *fg* est intercepté en son milieu, la machine fonctionne comme à l'ordinaire.

Pour la position représentée (fig. 113), le corps de pompe de gauche H ne communique plus avec le récipient, il est exclusivement employé à vider celui de droite.

Il est facile d'estimer la puissance raréfiante de la machine ainsi modifiée. Soit P la capacité commune de chacun des corps de pompe ; *p*, celle de l'espace qui reste dans chacun, au-dessous du piston abaissé; et enfin, *p'*, le volume du conduit *gh'* et *h* la pression atmosphérique.

Quand la machine fonctionne à l'ordinaire, la limite du vide est, comme nous l'avons établi pag. 116, $\frac{p}{P}$; on n'a pas ici à se préoccuper du conduit *gh'*, dont l'existence au fond du corps de pompe de droite a seulement pour effet de rendre son action nulle un peu avant celle du second.

Quand la clef est tournée, pour que la machine s'arrête, il faut que le corps de pompe de gauche H ne puisse plus épuiser l'air de l'espace nuisible qui reste au fond H'. Donc alors la pression dans ce dernier ne peut surpasser $h\frac{p}{P}$, puisque telle est la mesure de celle qui existe dans le corps de pompe H, lorsque le piston est au plus haut de sa course. D'autre part, si l'on a réellement atteint la limite du vide, la soupape d'aspiration *f* peut être ouverte, et le piston correspondant soulevé, sans que l'air du récipient se dilate.

Donc à ce moment la pression dans le récipient est égale à celle qui a lieu en H', et, par suite, elle est seulement égale à $h\frac{p}{P} \times \frac{p+p'}{P}$; et, en effet, si la force élastique de l'air du corps de pompe H' était simplement $h\frac{p}{P}$, quand il se trouvait tout entier renfermé dans l'espace nuisible dont la capacité est ici $p + p'$, elle doit nécessairement être réduite à une fraction $\frac{p+p'}{P+p'}$ de la valeur qu'elle avait alors, puisque cet air est maintenant répandu dans un espace égal à $P + p'$.

Si *p'* était indéfiniment petit, on aurait donc $x = h\left(\frac{p}{P}\right)^2$

c'est-à-dire que la fraction qui exprime la limite du vide serait le carré de celle qui représente cette même limite dans le cas ordinaire.

Enfin, il faut bien remarquer aussi que la soupape d'aspiration de chaque corps de pompe ne se ferme pas aussitôt que le piston commence à s'abaisser ; par suite, une certaine proportion de l'air contenu dans ce corps de pompe rentre dans le récipient, et de là une nouvelle dérogation à la loi théorique de l'épuisement.

Machine de MM. Breton. — MM. Breton frères ont imaginé et exécuté, depuis peu de temps, une machine pneumatique fort différente de celles que nous avons décrites plus haut, et dans laquelle les imperfections que nous venons de signaler ont été singulièrement réduites ou même complétement annulées.

Dans ces machines, la soupape d'aspiration est close avant que le piston ne descende ; la figure 114 fait comprendre de quelle manière. Quand A′ arrive à peu près au haut de sa course, il pousse la tige *g′f′*, et soulève l'extrémité *f′* du levier *c′f′*. La tige de la soupape pressée par *c′* descend donc, et l'orifice est fermé.

Un autre inconvénient des machines ordinaires est la paresse des soupapes de rejet, paresse qui est souvent rendue fort grande par l'épaississement des huiles ; ici les pistons sont pleins, les soupapes de rejet sont placées au fond des corps de pompe, et c'est la machine elle-même qui les ouvre.

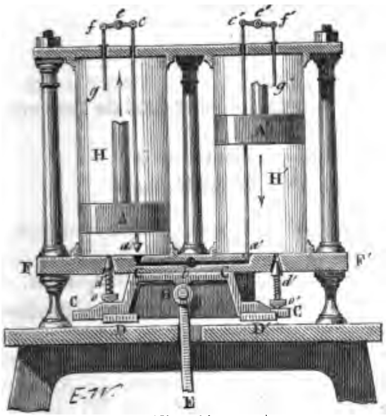


Fig. 114.

La figure 115, montre par quelle disposition l'on obtient ce résultat.

La soupape *d* est attachée à une règle *oo′* métallique mobile autour du point O ; cette règle, lorsque le piston monte, est poussée fortement de bas en haut, et par suite la soupape *d* ferme très-exactement l'orifice qui doit la recevoir ; au contraire, quand le piston descend, la force qui tend à soulever la règle cesse d'agir, et elle descend un peu sous l'action du petit ressort qui agit à son autre extrémité *o′*.

Quant à la pression qui ferme la soupape au moment convenable, elle est obtenue par le mouvement de la pièce cc' (fig. 114). Cette pièce, terminée à ses deux bouts par deux plans inclinés, reçoit de la manivelle qui fait manœuvrer les pistons un mouvement horizontal dirigé alternativement D vers D′ ou D′ vers D.

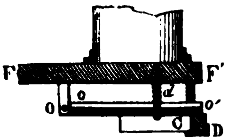


Fig. 115.

Quand elle est poussée vers un des corps de pompe, elle ferme la soupape correspondante ; elle lui permet de s'ouvrir quand elle marche en sens opposé.

Enfin, les pistons peuvent être mus soit par la manivelle ordinaire, soit par une roue de volée dont la rotation s'obtient sans fatigue.

§ 4. — PROBLÈMES SUR LE DÉCROISSEMENT DE LA DENSITÉ DE L'AIR DANS LE RÉCIPIENT DES MACHINES.

Pour terminer ce chapitre, nous allons chercher la loi suivant laquelle le vide se fait dans le récipient d'une machine pneumatique, lorsque dans chaque corps de pompe il reste au-dessous du piston abaissé un espace nuisible de capacité e.

Nous appellerons :

R la capacité du récipient et des conduits.

P la capacité totale du corps de pompe.

e celle de l'espace nuisible.

d le poids spécifique initial de l'air.

Le piston étant au bas de sa course, le poids total de l'air intérieur est $Rd + ed$.

Si on soulève le piston, le volume devient $P + R$.

Soit alors p, le poids spécifique de l'air dilaté, on a

$$(P + R)\, d_1 = Rd + ed \quad d_1 = \frac{R}{P + R}\, d + \frac{e}{P + R}\, d.$$

Si l'on abaisse le piston, le poids du gaz restant est $Rd_1 + ed$.

Si on soulève le piston pour la seconde fois, le volume devient encore $P + R$, et en appelant d_2 le nouveau poids spécifique du gaz, on a $(P + R)\, d_2 = Rd_1 + ed$, d'où l'on conclut

$$d_2 = \frac{R}{P + R}\, d_1 + \frac{e}{P + R}\, d = \left(\frac{R}{P + R}\right)^2 d + \frac{ed}{P + R}\left\{\frac{R}{P + R} + 1\right\}$$

En continuant, on trouverait

$$(P + R)\, d_3 = Rd_2 + ed$$

$$d_3 = \frac{R}{P+R} d_2 + \frac{e}{P+R} d$$

$$= \left(\frac{R}{P+R}\right)^3 d + \frac{ed}{P+R} \left\{ \left(\frac{R}{P+R}\right)^2 + \left(\frac{R}{P+R}\right) + 1 \right\}$$

Et en général

$$d_n = \left(\frac{R}{P+R}\right)^n d + \frac{ed}{P+R} \left\{ \frac{1 - \left(\frac{R}{P+R}\right)^n}{1 - \frac{R}{P+R}} \right\}$$

$$d_n = \left(\frac{R}{P+R}\right)^n \left\{ 1 - \frac{e}{P} \right\} d + \frac{ed}{P}$$

Si l'on suppose $n = \infty$, on trouve $d_n = \frac{ed}{P}$, ce que nous savions déjà, et si l'on admet $e = o$, on retrouve la formule ordinaire.

CHAPITRE XI

AÉROSTATS. MOUVEMENTS PRODUITS PAR ASPIRATION.

§ 1. — AÉROSTATS.

Appareil de F. Lana. — L'air étant pesant, les corps qui s'y trouvent plongés perdent nécessairement une partie de leur poids; et, d'après la valeur assignée au poids d'un litre d'air (p. 66), la perte doit être d'environ $1^k,293$ par mètre cube. En partant de cette idée, mais en oubliant un peu trop les conditions de résistance des enveloppes, un physicien ingénieux du XVII[e] siècle, F. Lana, imagina un appareil qui, suivant lui, devait permettre aux hommes de voyager commodément dans l'air. Nous reproduisons ci-après une figure tirée d'un ouvrage contemporain et qui permet de juger le procédé. BB′ sont de grands ballons de cuivre mince dans lesquels on a fait le vide. Ils doivent être assez grands et assez minces pour que l'air déplacé par eux pèse plus que leur

enveloppe solide, et dès lors, ils possèdent une force ascensionnelle dont Lana fait le calcul. Ils sont reliés entre eux par des attaches XX′ YY′, et leur ensemble emporte un navire complet, avec mâture, rameurs et passagers.

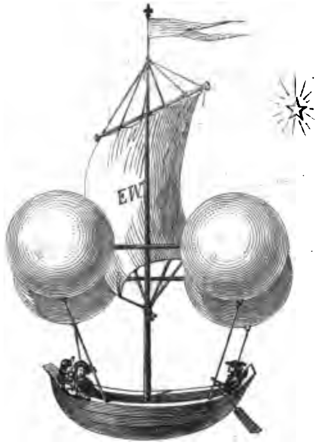


Fig. 116.

L'expérience, il est vrai, ne fut point faite, et Lana s'en excuse sur la modicité de sa fortune. Mais l'idée de lancer dans l'air un ballon de grandes dimensions, rendu spécifiquement plus léger que ce fluide, ne devait pas disparaître de la science.

Montgolfières. — A la fin du siècle dernier, au lieu de chercher à faire le vide dans de minces enveloppes que la pression atmosphérique eût écrasées, les frères Montgolfier imaginèrent de les remplir avec un fluide plus léger que l'air. Ils gonflèrent donc avec de l'hydrogène de petits ballons de papier, et les virent s'élever. Mais, comme pour conserver ce gaz à la fois si léger et si mobile, il eût fallu des enveloppes plus imperméables que celles dont ils pouvaient disposer, les habiles physiciens d'Annonai cherchèrent à substituer à l'emploi de l'hydrogène une autre méthode scientifiquement moins parfaite, et qui consistait à raréfier par la chaleur l'air renfermé dans le globe aérostatique.

L'expérience fut faite pour la première fois en public aux états du Vivarais, le 5 juin 1783.

Le ballon avait environ 815 mètres cubes de capacité, et présentait, à sa partie inférieure, une large ouverture au-dessous de laquelle était suspendue une sorte de nacelle, dans laquelle on pouvait allumer du feu pour élever la température du gaz intérieur. L'enveloppe et les agrès pesaient environ 250 kil., l'air intérieur dilaté, 550 kil. et l'air extérieur déplacé 1100 kil. Par suite, la poussée que ce dernier exerçait de bas en haut contre ce système, surpassait le poids total d'environ 250 kil. Le ballon s'éleva à une hauteur d'environ 2000 mètres, et retomba ensuite sans accident.

Au mois de septembre de la même année, l'expérience fut répétée d'abord devant les commissaires de l'Académie des Scien-

ces, et puis à Versailles, devant le roi et toute la cour, le 19 septembre 1783. Enfin, le 15 octobre de la même année, Pilâtre Derozier, le premier, osa entrer dans la nacelle, et redescendit sans accident après s'être élevé à une hauteur de 90 pieds environ.

Ballons à hydrogène.—Vers la même époque, Charles revint à l'idée qu'avaient d'abord eue les frères Montgolfier, de gonfler le ballon avec de l'hydrogène : il s'éleva lui-même avec un ballon de cette espèce le 1er décembre 1783. Bientôt après on renonça définitivement à l'emploi de l'air chaud, à cause des accidents terribles que pouvait occasionner la présence d'un foyer au-dessous d'une enveloppe aussi combustible. Il était d'ailleurs fort gênant pour les aéronautes d'emporter avec eux assez de matière pour alimenter pendant plusieurs heures le feu qui devait empêcher le refroidissement de l'air intérieur.



Fig. 117.

Les ballons à hydrogène sont de grands sacs de forme sphérique ou ovoïde, formés d'un taffetas verni qui pèse environ 250 gram. le mètre carré. Ils sont enveloppés à leur partie supérieure d'une sorte de filet formé de cordes dont les prolongements soutiennent la nacelle. On les remplit par l'ouverture inférieure ; et l'on a soin de disposer vers le haut de l'appareil une soupape que le voyageur peut ouvrir à l'aide d'une corde dont l'extrémité est à portée de sa main.

Équilibre des ballons. — Quelques considérations très-simples permettent d'apprécier toutes les particularités du mouvement et de l'équilibre des ballons.

D'abord il est facile de voir qu'un ballon à hydrogène, fait avec le taffetas dont nous parlions tout à l'heure, doit, pour s'élever, avoir des dimensions supérieures à celles des appareils de baudruche ordinairement employés dans les cours. En effet, une enveloppe sphérique de 1 mètre de diamètre aurait une surface de 3,14 mètres carrés. Elle pèserait donc $0^k,250 \times 3,14 = 0^k,785$. D'autre part, le volume de cette sphère serait 0,52 mètres cubes. Or, dans les conditions normales de pression et de température, c'est-à-dire à 0 et $0^m,76$, la force ascensionnelle de 1 mètre cube

d'hydrogène = 1293g — 90g = 1203g[1]. Celles de 0,52 mètre cubes = par conséquent 0,625, nombre inférieur à 0k,783. Mais si l'on augmente les dimensions de l'appareil, la force ascensionnelle croît comme le cube du rayon, tandis que le poids de l'enveloppe ne varie que proportionnellement au carré de cette ligne; par conséquent, la poussée devient bientôt prédominante.

Dans ces raisonnements, nous supposons le ballon gonflé au point de départ : il faut bien, dans la pratique, se garder de réaliser cette condition, car, à une hauteur un peu grande, la pression du gaz intérieur l'emporterait beaucoup sur celle que l'atmosphère exerce extérieurement, et l'enveloppe ne pourrait manquer d'être déchirée.

Lorsque le ballon n'est pas plein au départ, il se gonfle en s'élevant; mais cette distension n'en ferait pas varier la force ascensionnelle si le volume de la paroi et celui de ses agrès étaient négligeables. En effet, la densité de l'air qu'il déplace reste toujours dans un rapport constant avec celle du gaz intérieur, puisque toutes deux varient par les mêmes causes et suivant les mêmes lois; le poids de l'air déplacé reste donc constant comme celui du gaz intérieur.

Mais l'enveloppe, les agrès et les corps étrangers que le ballon emporte avec lui ont un volume appréciable. L'air déplacé par eux pèse de moins en moins à mesure que le ballon s'élève, et cette variation amène une légère diminution dans la force ascensionnelle.

Appelons V le volume intérieur du ballon gonflé à la pression H, v celui de l'enveloppe et des agrès, enfin p le poids de tous les objets dont le volume est égal à v; de plus, supposons la température constante et égale à zéro, la force ascensionnelle sera alors

$$V\frac{H}{0,76}(1,293-0,090)+v\,1,293\frac{H}{0,76}-p.$$

En égalant cette expression à zéro, on a une équation qui donne la valeur V que doit avoir le ballon pour s'arrêter en équilibre dans la couche où la pression est H, et par suite, le poids $\times V\, 0,090\frac{H}{0,76}$ du gaz qu'il renferme, ou si l'on aime mieux, le volume $U = V\frac{H}{0,76}$ de l'hydrogène qu'on a dû y introduire à la station inférieure.

1. Ces nombres supposent l'hydrogène pur et sec. Avec le gaz humide et préparé en grand pour le remplissage du ballon, la force ascensionnelle doit être un peu moindre, mais la différence est légère.

En réalité, pour arriver à la hauteur H, on met dans le ballon plus de gaz que cette équation n'indique. Il en résulte que le ballon, s'il n'a pas un volume supérieur à V, est tendu avant d'arriver à la hauteur où la pression égale H. Il faut alors lâcher du gaz, ce qui diminue graduellement la force ascensionnelle, mais il faut s'arrêter lorsqu'il ne reste plus dans l'appareil que le poids donné par l'équation. Si l'on dépassait cette limite on n'arriverait pas à la hauteur que l'on veut atteindre.

Il est facile de concevoir pourquoi la force ascensionnelle diminue lorsque, le gaz du ballon étant à la même pression que l'atmosphère, on en laisse échapper une partie; c'est qu'alors, pour que l'égalité de pression se maintienne, il faut, ou que le volume diminue sans que la pression change, ou que le gaz écoulé soit remplacé par de l'air plus pesant que lui; et dans les deux cas, la différence entre le poids du fluide déplaçant et du fluide déplacé, va en diminuant.

Lorsque l'aéronaute, après avoir commencé à descendre à la suite d'une sortie de gaz un peu considérable, veut se relever, il jette une certaine quantité de sable fin qu'il emporte avec lui dans la nacelle. Cette précaution est souvent indispensable pour empêcher une chute trop rapide.

Maintenant on emploie d'ordinaire le gaz de l'éclairage pour gonfler les ballons qui doivent être lancés dans les fêtes publiques. Ce gaz ayant une densité moitié de celle de l'air environ, la force ascensionnelle que l'on obtient est bien au-dessous de celle que fournirait l'hydrogène dans des conditions de volume identiques.

On emploie donc des appareils de plus grandes dimensions. Mais la supériorité de leur prix se trouve compensée par l'économie que l'on fait sur la production du gaz.

Parachutes. — Enfin, pour terminer ces indications touchant la locomotion aérienne, nous dirons que l'on ajoute quelquefois à la nacelle une sorte d'appareil de sauvetage qui permettrait à l'aéronaute de redescendre sans trop de danger dans les cas exceptionnels où un accident arrivé au ballon rendrait impossible la manœuvre à l'aide de laquelle on peut revenir à terre.

Les cordages qui terminent le filet de l'aérostat, au lieu de s'attacher immédiatement à la nacelle, se fixent à une sorte de parapluie gigantesque, lequel doit être replié lorsque les circonstances du voyage sont normales. C'est à l'axe central de ce parapluie que la nacelle est suspendue.

S'il devient urgent de se séparer du ballon, on coupe la corde; alors la nacelle tombe avec une grande vitesse, mais l'air qui s'en-

gouffre sous le parachute le déploie, le mouvement se ralentit beaucoup, et les accidents qui proviendraient de l'accélération de la chute ne sont plus à craindre. Il est seulement indis-



Fig. 118.

pensable de laisser une ouverture à la partie supérieure du parachute; sans cette précaution, l'air qu'il entraîne, lui imprimerait, en s'échappant par le bas, de grandes oscillations qui deviendrait fatales à l'aréonaute.

§ 2. — MOUVEMENTS PRODUITS PAR ASPIRATION.

Dans le troisième livre du *Traité du Vide*, Otto de Guéricke cite une expérience assez singulière. Il se propose de lancer un projectile à l'aide du vide; ou, si l'on aime mieux, de construire un appareil qui soit, pour ainsi dire, la contre-partie du fusil à vent. Voici comment il y parvient : Un long tube AB, intérieurement cylindrique, communique en *o* par une ouverture étroite *o* avec un conduit CD placé au-dessous de lui, parallèlement à son axe. Ce conduit se termine par une tubulure qui peut s'adapter sur le col d'un grand ballon à robinet où l'on a fait le vide. En B, l'on applique contre l'orifice du tube une

rondelle de cuir gras, qui se trouve maintenue par la paroi, et en A, l'on place une balle de plomb de même calibre que le *pistolet*. Si alors on tourne rapidement le robinet R, la pression que l'atmosphère exerce contre le projectile, le lance contre la rondelle de cuir, qui cède et lui livre passage. Lorsque



Fig. 119.

le ballon V est assez grand, on peut recommencer l'expérience plusieurs fois de suite. Enfin, il n'est pas inutile de faire remarquer qu'au lieu de laisser complétement libre la rondelle qui ferme l'extrémité A du pistolet, il serait facile de la fixer par l'extrémité supérieure de son diamètre vertical. Elle se trouverait ainsi transformée en une véritable soupape, qui s'ouvrirait pour laisser passer le projectile, et se refermerait ensuite d'elle-même.

Chemin de fer atmosphérique. — Le principe qui conduisit Otto de Guéricke à l'expérience de pure fantaisie que nous venons

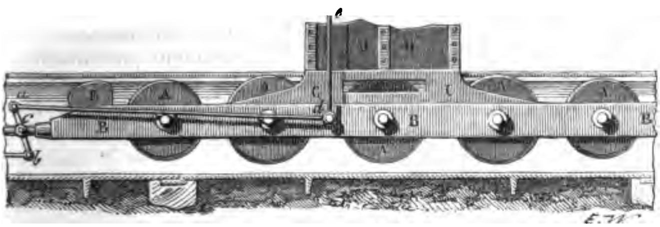


Fig. 120.

de décrire, a trouvé de nos jours une application grandiose dans l'exécution des chemins de fer atmosphériques. Que l'on conçoive

un tube bien cylindrique et de larges dimensions (fig. 120), dans lequel puisse se mouvoir très-exactement un piston P (fig. 121) ; si l'on vient à faire le vide en avant de ce dernier, la pression de l'atmosphère le pousse avec assez de force pour qu'il puisse entraîner dans sa marche un poids considérable, par exemple, un train de wagons tout entier.

Il faut seulement trouver un moyen d'accrocher ces derniers au piston, tout en se ménageant la possibilité de faire le vide dans le tube. Or, voici la disposition par laquelle on a résolu cette difficulté : tout le long du tube règne, à la partie supérieure, une fente étroite sur laquelle peut s'appliquer, à la manière d'une soupape, une lanière de cuir gras. La figure 122 montre cette fente et la tige qui la traverse. Un grand nombre de petites plaques de cuivre, fixées sur la bande de cuir, lui donnent de la force en lui laissant néanmoins une certaine flexibilité.

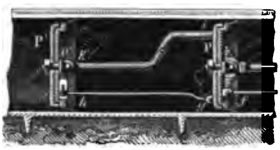


Fig. 121.

Le détail du piston se voit figure 121. Il soutient une barre de fer parallèle à l'axe du tube, et sur laquelle s'attachent, d'abord une tige CB (fig. 122) qui, traversant la fente, vient se fixer aux wagons, et puis, un système de pièces (fig. 120) qui soulèvent la lame de cuir immédiatement en avant de la tige, tandis qu'à une certaine distance, la lanière, exactement appliquée sur les bords de la fente, la bouche très-complétement.

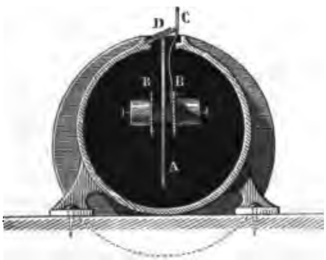


Fig. 122.

Quant au vide, on le fait à l'aide de puissantes machines à vapeur installées à poste fixe le long de la ligne à parcourir.

Ce mode de transport est, il est vrai, fort coûteux ; néanmoins, il peut être employé avec avantage dans les cas où il s'agit de faire gravir à un train une pente un peu raide sur laquelle les locomotives ordinaires ne pourraient s'élever.

CHAPITRE XII

MACHINE DE COMPRESSION.

Une pompe dont le piston est complétement solide, et qui communique à son extrémité inférieure avec deux conduits à robinets R et R′, peut aussi bien servir à condenser l'air dans un récipient A, qu'à y faire le vide.

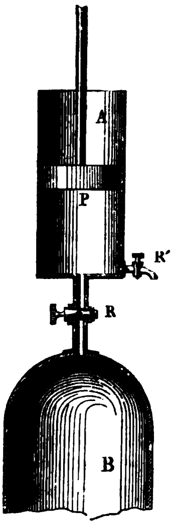


Fig. 123.

En effet, si l'on prend la précaution d'ouvrir R et fermer R′ avant de soulever le piston, il est clair que lors de l'ascension de celui-ci, le corps de pompe se remplit d'air à la pression extérieure ; qu'alors, on ferme R, que l'on ouvre R′ et que l'on abaisse le piston ; tout le gaz entré dans le corps de pompe sera refoulé dans le récipient ; et, la même chose arrivant à chaque nouveau coup de piston, le poids de l'air renfermé dans le récipient, et par suite la densité de cet air, croîtront en progression arithmétique. Soit δ le poids de l'unité de volume d'air, soient de plus V et u les capacités du récipient et du corps de pompe : les quantités successives d'air contenues dans le récipient, seront :

$$V\delta \quad V\delta + u\delta \quad V\delta + 2u\delta \quad V\delta + 3u\delta \text{ etc.}$$

ou

$$V\delta \quad V\delta\left(1 + \frac{u}{V}\right) \quad V\delta\left(1 + \frac{2u}{V}\right)$$

Ainsi la densité du fluide intérieur variera comme la suite des nombres

$$1, 1 + \frac{u}{V} \quad 1 + \frac{2u}{V} \quad 1 + \frac{nu}{V}$$

Au lieu de robinets, les pompes foulantes ordinaires ont des soupapes qui s'ouvrent de façon à laisser pénétrer l'air extérieur dans le cylindre quand le piston monte, et dans le récipient lors

du mouvement inverse. La figure 127 fait comprendre la disposition et le jeu de ces soupapes. Les ressorts ont assez de force pour les faire mouvoir aisément malgré leurs poids ou les frottements qu'elles éprouvent.

Quelquefois la soupape d'aspiration se trouve placée dans l'intérieur du piston, quelquefois aussi on y substitue un simple trou pratiqué au haut du corps de pompe. Lorsque le piston arrive au-dessus de ce trou, l'air se précipite dans le vide qu'il a laissé au-dessous de lui; mais il ne peut plus ensuite repasser par le même orifice, et se trouve refoulé dans le récipient comme nous l'avons déjà marqué. Enfin, s'il s'agit d'introduire dans le réservoir un gaz autre que l'air, la soupape d'aspiration est placée dans un tube latérale D (fig. 126), qui joint le corps de pompe au réservoir contenant le fluide sur lequel on veut opérer.

Fontaines à compression. — La pompe foulante à air était connue dans l'antiquité. On trouve en effet très-complétement décrit dans la *Pneumatique* de Héron d'Alexandrie, un appareil dont elle forme la partie essentielle et qui, avec de légères modifications, sert encore dans les cours de physique à montrer la force de ressort des gaz comprimés.

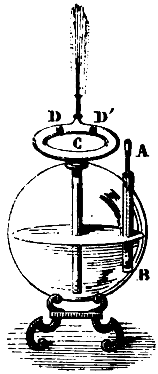


Fig. 124.

La figure 124 représente cette machine. Dans un réservoir sphérique pénètre une petite pompe foulante AB, munie à son extrémité inférieure d'une soupape B, qui s'ouvre à l'intérieur du vase. Le piston est plein et l'aspiration de l'air se fait par un petit trou pratiqué en haut du corps de pompe.

L'air injecté dans l'appareil se comprime au-dessus de l'eau, et pousse celle-ci au dehors par le tube plongeur C. En C ce tube se bifurque, mais les deux branches se réunissent en DD' dans une pièce creuse qui peut tourner sur elle-même, et dans ce mouvement ouvrir, ou fermer le passage à l'eau qui fait effort pour sortir. Voici de quelle manière : Le tube CD est fermé par une plaque *ef*, percée d'un trou excentrique *o* (fig. 125). De même le tube DD' est fermé par une autre plaque percée d'un second trou *o'*. Pour la position représentée sur la figure 125, les ouvertures ne se correspondent pas et la fontaine est fermée;

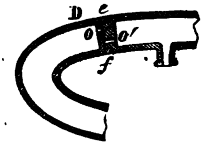


Fig. 125.

mais si l'on fait tourner la pièce DD' de 180° autour de l'axe

horizontal qui passe au milieu du tube, les orifices arrivent sur le prolongement l'un de l'autre, et l'écoulement devient possible.

Dans la fontaine de compression actuellement en usage (fig. 126),

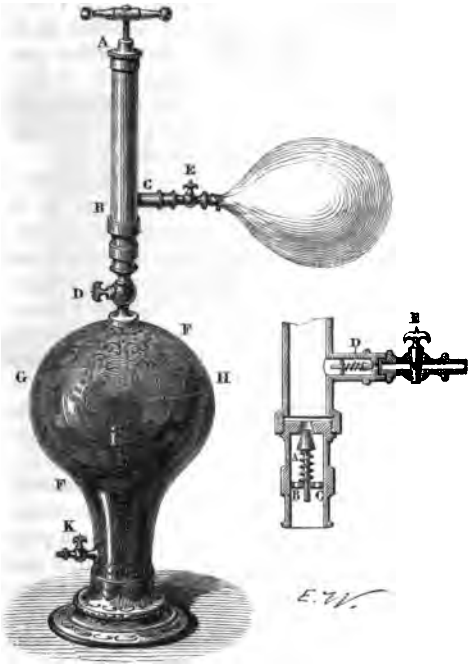


Fig. 126. Fig. 127.

le même tube I sert à l'introduction du gaz et à la sortie de l'eau.

Au-dessus du robinet D, on visse une pompe foulante AB. Le détail des soupapes est précisément celui que nous avons représenté fig. 127.

Par le jeu du piston, on introduit ou de l'air atmosphérique ou un gaz quelconque renfermé dans une vessie qui peut s'ajuster à la soupape de la tubulure *c*.

Quand la machine est suffisamment chargée, on ferme D, et l'on met à la place de la pompe un ajutage convenable. Si alors on ouvre de nouveau le robinet, le liquide s'échappe à l'extérieur

avec une force d'autant plus grande que la compression intérieure a été plus énergique,

Fusil à vent. — Lorsque l'air est fortement comprimé dans un réservoir, si l'on vient à ouvrir pendant un temps très-court l'orifice par lequel il peut sortir, le jet violent qui s'en échappera pourra projeter au loin un corps de faible poids qu'il rencontrera sur sa route.



Fig. 128.

C'est ce qui arrive dans le fusil à vent. On injecte de l'air, à haute pression, dans la crosse, puis, au-devant de la soupape d'écoulement *ab*, on fixe un tube au fond duquel on fait arriver le projectile à la manière ordinaire. Alors une détente, que le mouvement du chien fait partir, ouvre pendant un temps très-court la soupape, qui se referme aussitôt d'elle-même; mais le gaz qui s'est échappé pendant ce court intervalle, suffit pour projeter la balle avec une force qui dépend de la pression intérieure.

Eau de Seltz. — Les appareils à l'aide desquels on fabrique l'eau de Seltz artificielle ne sont, le plus ordinairement, que des fontaines à compression de dimensions un peu considérables.

La pompe puise l'acide carbonique dans un réservoir mis à la place de la vessie de la figure 126, et l'eau de la fontaine se charge d'une quantité de gaz proportionnelle à la pression produite dans la machine. Il faut évidemment avoir grand soin d'*embouteiller* rapidement le liquide pour l'empêcher de perdre sa force à la sortie de l'appareil.

C'est ici que se place naturellement le peu que nous avons à dire des machines soufflantes.

Soufflet. — La plus simple de toutes, le soufflet ordinaire, est une espèce de réservoir dont on peut à volonté faire varier la capacité, et qui présente deux orifices : l'un est toujours ouvert à l'extrémité intérieure du tuyau par lequel l'air doit s'échapper; l'autre, ménagé dans la planche qui forme l'une des deux parois solides de l'appareil, est muni d'une soupape qui s'ouvre du dehors en dedans. Lorsqu'on distend le soufflet, l'air entre à la fois par ces deux ouvertures, mais surtout par D; lors, au contraire, qu'on rapproche les deux faces A et B, la soupape se

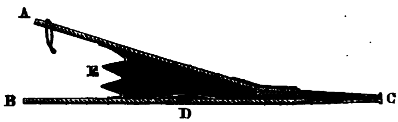


Fig. 129.

ferme, et tout l'air s'échappe avec force, par la tuyère étroite C.

Machines soufflantes. — Quant aux grandes machines soufflantes que l'on emploie si avantageusement dans l'industrie métallurgique, elles se composent essentiellement d'un très-large corps de pompe MN, dont le piston est mis en mouvement par une machine à vapeur. c', c'', c, c''', sont 4 soupapes qui s'ouvrent, les deux premières de dehors en dedans, et les deux autres en sens inverse.

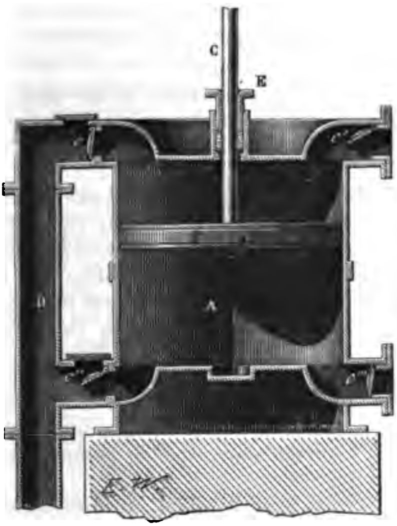


Fig. 130.

Quand le piston s'abaisse, l'air extérieur pénètre par c' dans le vide qui se fait à la partie supérieure du corps de pompe, et celui qui se comprime au-dessous de P s'échappe par c''.

Lors de la montée du piston, l'air entre au contraire par c''' et sort par c.

Les deux orifices c et c'' s'ouvrent dans un conduit commun D qui dirige l'air expulsé dans le fourneau dont il doit activer la combustion.

CHAPITRE XIII

POMPES, SIPHONS, VASE DE MARIOTTE, LOI DE TORRICELLI, etc.

Nous avons rassemblé dans ce chapitre la description d'un certain nombre d'appareils qui, pour la plupart, sont fréquemment

employés dans les laboratoires ou dans l'industrie. Ce que nous en dirons servira de complément à ce qui a déjà été exposé touchant les effets de la pesanteur de l'air.

§ 1. — POMPES.

Les pompes à liquides servent à élever ceux-ci à une hauteur plus ou moins considérable au-dessus du réservoir qui les contient. Elles sont aspirantes et foulantes, ou bien aspirantes et élévatoires.

Pompe aspirante et foulante. — La pompe aspirante et foulante est représentée dans ce qu'elle a d'essentiel (fig. 131). Elle se compose d'un tuyau d'aspiration B à la partie supérieure duquel est une soupape F, s'ouvrant de bas en haut; d'un corps de pompe A dans lequel se meut un piston plein E, enfin d'un tuyau de refoulement CD à la partie inférieure duquel est une soupape G s'ouvrant du corps de pompe dans le tuyau.

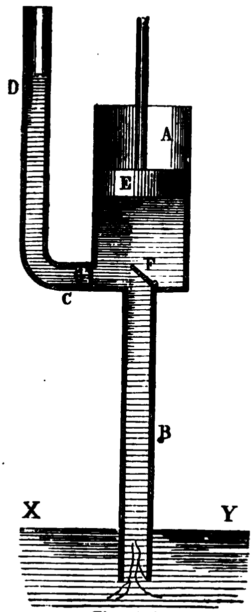


Fig. 131.

L'appareil étant primitivement plein d'air, si l'on abaisse le piston E, l'air du corps de pompe s'échappe par la soupape G. Au mouvement inverse de E, G reste fermée; le vide tend à se faire dans le corps de pompe. Mais alors, en vertu de son élasticité, l'air renfermé en B soulève la soupape F, et se répand en partie au-dessous du piston. La pression dans le tuyau d'aspiration se trouve donc diminuée, et alors celle que l'atmosphère exerce sur l'eau du réservoir le fait monter en B, à une hauteur qui varie avec les dimensions de l'appareil. Aussitôt que le piston descend, F se ferme, et l'air s'échappe de nouveau par la soupape G.

Le mouvement du piston continuant, l'eau atteint bientôt la soupape F, la dépasse, entre dans le corps de pompe, d'où le piston le refoule ensuite dans le tuyau latéral.

A partir de ce moment, la pompe reste toujours pleine.

La pression atmosphérique étant équilibrée par une colonne d'eau de 10 mètres, il est évident que si la soupape F était placée à une distance du niveau XY, plus grande que cette limite, l'eau n'y pourrait arriver, et la pompe ne fonctionnerait pas; c'est précisément ce que remarquèrent les fontainiers du duc de Florence, vers le commencement du XVII^e siècle, et l'on se rappelle que cette observation devint le point de départ des recherches de Torricelli et de Pascal sur la pesanteur de l'air.

La soupape d'aspiration n'est jamais à plus de 9 mètres du niveau du réservoir; mais souvent elle s'en trouve beaucoup moins distante, quelquefois même elle est baignée par le liquide de celui-ci.

Quant au tuyau de refoulement, il peut s'élever à une hauteur quelconque; mais seulement, la résistance de ses parois et la solidité des joints doivent être d'autant plus grandes que la colonne d'eau à refouler sera plus longue elle-même. Enfin, avec cette longueur, croît la force qu'il faut employer pour faire descendre le piston lorsque le corps de pompe est plein d'eau. Cette force, en effet, égale évidemment le poids d'une colonne liquide ayant pour base la section du piston et pour hauteur la distance de celui-ci au niveau supérieur D.

L'effort à développer pour faire monter le piston, est égal au poids d'un cylindre d'eau de même base que ce piston et ayant pour hauteur sa distance au niveau dans le réservoir. En effet, soit H la longueur de la colonne d'eau capable d'équilibrer la pression atmosphérique et B la section de la pompe, BH est l'expression de la force avec laquelle l'atmosphère presse de haut en bas sur la base supérieure du piston. D'autre part, quand la pression atmosphérique soutient dans le vide une colonne d'eau de hauteur H, la tranche située à une distance z du niveau inférieur supporte sans s'abaisser le poids de la couche de hauteur $H - z$ qui est au-dessus d'elle. Ce poids est donc la mesure de la force contraire qui la maintient en équilibre; et, par suite, $B(H - z)$ est la pression transmise de bas en haut sur le piston supposé à la hauteur z. La différence $BH - B(H - z) = Bz$ est donc bien la mesure de l'effort qu'il s'agit d'évaluer.

Pompe de Ctésibius. — On trouve dans la *Pneumatique* de Héron et dans le dixième livre du *Traité d'Architecture* de Vitruve, la description d'une pompe foulante double, que l'écrivain romain dit avoir été construite par Ctésibius, maître de Héron, 150 ans avant J.-C.

Nous reproduisons ici la figure de cette machine, en supprimant seulement la manivelle à l'aide de laquelle on faisait mou-

voir simultanément les deux pistons, comme cela a lieu dans nos pompes à incendie.

Le rétrécissement du tube H, par lequel sort le liquide, accroît

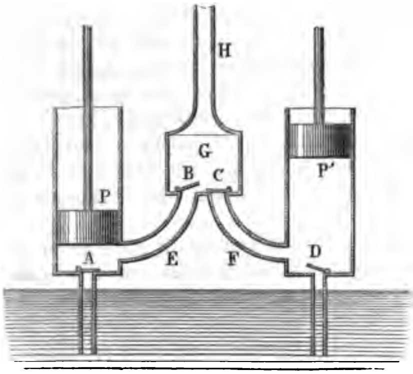


Fig. 132.

la vitesse de sortie, malgré le frottement considérable qui a lieu contre les parois. Si, en effet, le jeu des pistons injecte en l'unité de temps dans le réservoir G, un cylindre d'eau de base α et de hauteur β, et si tout ce liquide sort dans le même temps par un orifice de section γ, il faudra évidemment que la longueur du cylindre qui s'écoule soit $\frac{\beta\alpha}{\gamma}$, ou, en d'autres termes, que la vitesse d'entrée soit à celle de sortie comme γ est à α.

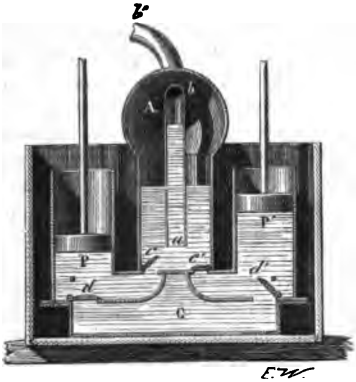


Fig. 133.

Pompe à incendie. — Nos pompes à incendie diffèrent un peu de celles des anciens : le tuyau de refoulement *ba* plonge jusqu'au fond du réservoir A, qui contient toujours de l'air à sa partie supérieure. La réaction élastique de ce fluide de plus en plus comprimé par l'eau qui afflue sans cesse, la force à jaillir par

l'orifice de sortie, et le jet a plus de régularité que dans l'appareil de Ctésibius.

§ 2. — POMPES ASPIRANTES ET ÉLÉVATOIRES.

Dans les pompes aspirantes et élévatoires (voir fig. 134), le piston est percé et muni d'une soupape comme celui des machines pneumatiques. C'est par cette soupape que l'air du corps de pompe et celui du tuyau d'aspiration s'échappent tant que l'eau n'est pas arrivée dans le corps de pompe. A partir de cet instant, le liquide

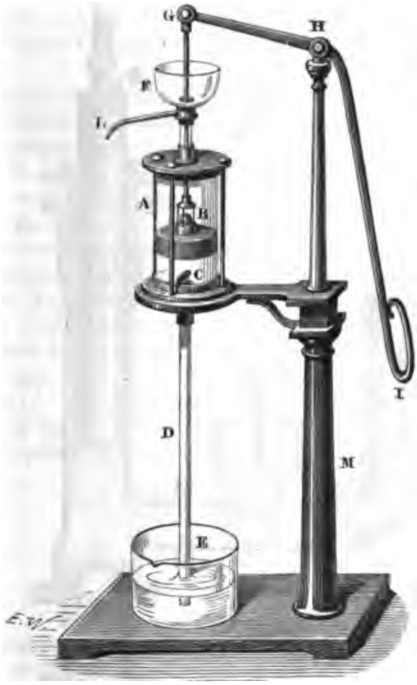


Fig. 134.

passe lui-même par cette soupape, et le piston, en s'élevant, l'emporte au-dessus de lui jusqu'au réservoir supérieur.

Dans les petites pompes des cabinets de physique, la soupape d'aspiration et celle du piston sont quelquefois remplacées par des

boulets qui se soulèvent quand ils sont pressés inférieurement, et retombent ensuite par leur poids. La figure 134 représente un modèle que l'on rencontre très-fréquemment.

E réservoir.
D tuyau d'aspiration.
C soupape d'aspiration.
A corps de pompe.
B soupape du piston.
F petite bâche.
L tuyau de déversement.
GHI levier pour manœuvrer le piston.

Pompe de Marly. — On emploie quelquefois avec avantage

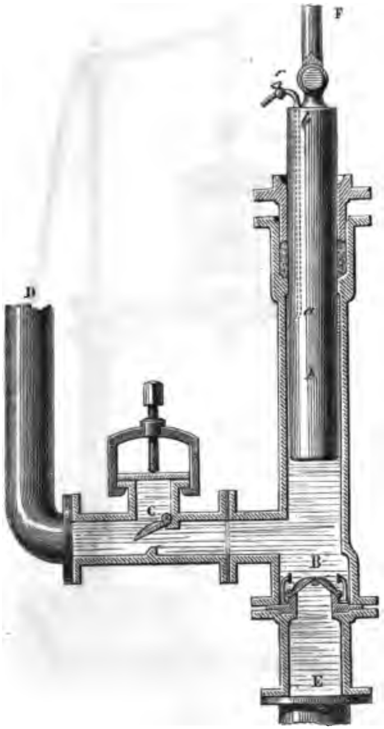


Fig. 135.

des pompes aspirantes et foulantes dans lesquelles le piston, sans toucher les parois du corps de pompe, glisse dans une boîte à étoupes disposée à la partie supérieure de ce dernier (fig. 135). C'est

là véritablement qu'est la fermeture de l'appareil. Quand le piston s'élève, la capacité intérieure de la pompe s'accroît beaucoup, et l'aspiration a lieu par le double clapet B. Dans le mouvement inverse, le liquide soulève la soupape *c* et s'échappe dans le tuyau de refoulement. Enfin, comme l'air qui se dégage de l'eau pourrait, en s'accumulant dans le corps de pompe, rendre à la longue le jeu de la machine impossible, on pratique dans le piston un canal *ba* par lequel on peut évacuer cet air. Dans l'état ordinaire, l'orifice *r* est exactement fermé par un bouchon à vis.

§ 3. — CALCUL DE LA HAUTEUR A LAQUELLE UN COUP DE PISTON PEUT ÉLEVER L'EAU DANS UNE POMPE.

Il n'est pas inutile de chercher à quelle hauteur un coup de piston peut élever l'eau dans le tuyau d'aspiration d'une pompe dont les dimensions sont données.

Appelons B et *b* les sections du corps de pompe et du tuyau d'aspiration, *a* la course du piston, ou si l'on aime mieux la longueur du corps de pompe, *l* celle du tuyau d'aspiration, *h* la hauteur à laquelle le liquide est déjà parvenu dans celui-ci, et enfin H la pression atmosphérique exprimée en eau.

On conçoit d'abord que le coup de piston que l'on considère peut amener l'eau jusqu'à la soupape d'aspiration. Pour que ce cas se présente, il faut évidemment que la pression intérieure primitivement égale à $H - h$ lorsque l'air occupait dans le tuyau un volume $b(l - h)$, devienne $H - l$ lorsque cet air complétement introduit dans le corps de pompe y occupera un volume Ba. Mais alors d'après la loi de Mariotte, on aura

$$\frac{Ba}{b(l-h)} = \frac{H-h}{H-l}$$

ou bien

$$BaH + bh(H + l) - bh^2 = Bal + blH$$

Si le volume Ba est trop petit pour loger sous la pression $H - l$ le volume d'air primitivement renfermé dans le tuyau, l'eau n'arrivera pas jusqu'à la soupape, et l'on aura

$$Ba < l(\ \ - h)\frac{H-h}{H-l}$$

ou

$$BaH + bh(H + l) - bh^2 < Bal + blH$$

Dans ce cas, soit y la hauteur à laquelle le liquide arrive et x ce que devient la force élastique intérieure, x aussi bien que H étant exprimé en eau.

On aura d'abord $H = x + y$ puis

$$\frac{x}{H-h} = \frac{b(l-h)}{Ba+b(l-y)} = \frac{H-y}{H-h}$$

$b(l-h)$ et $Ba + b(l-y)$ étant les volumes occupés par l'air avant et après le jeu de la machine.

De là

$$by^2 - [b(H+l)+Ba]y + BaH + bh(H+l) - bh^2 = 0.$$

$$y = \frac{b(H+l)+Ba}{2b} \pm \sqrt{\frac{[b(H+l)+Ba]^2}{4b^2} - \frac{BaH+bh(H+l)-bh^2}{b}}$$

Les racines sont réelles, car en vertu de l'inégalité qui exprime l'impossibilité où le liquide était d'arriver à la soupape, on diminuera la quantité sous le radical en remplaçant le deuxième terme par $\frac{4b\,Bal + 4b^2lH}{4b^2}$, or, dans ce cas, cette quantité tout entière devient $\left\{\frac{b(H-l)+Ba}{2b}\right\}^2$.

Elle est donc positive.

Quant au choix à faire entre les racines il n'est pas douteux : si l'on prenait le radical avec le signe $+$, y serait supérieur à $\frac{b(H+l)+Ba}{2b}$ ou à plus forte raison à $\frac{2bl}{2b}$, puisque H est plus grand que l.

Mais y doit être inférieur à l, donc il faut prendre le radical avec le signe $-$. On vérifie du reste aisément que y est, dans ce cas, positif. En effet la plus grande valeur du radical répond à $h = o$, et cette valeur est $\sqrt{\frac{\{b(H+l)-Ba\}^2}{4b^2}}$, quantité moindre que $\frac{b(H+l)+Ba}{2b}$.

§ 4. — SIPHONS.

Les siphons sont des tubes recourbés, à branches ordinairement inégales, et tels que ABC[1] (fig. 137), ABCD (fig. 136). Ils sont, depuis

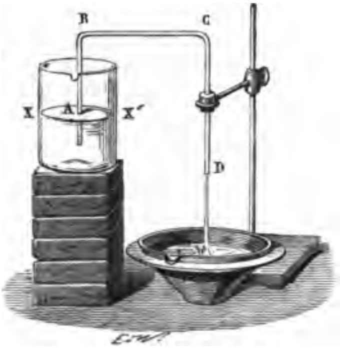


Fig. 136.

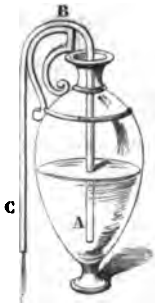


Fig. 137.

bien longtemps employés à transvaser des liquides, et voici comment : que l'on remplisse ABC d'eau, et qu'après avoir plongé la courte branche AB dans le vase X, on débouche la grande branche CD; si la section du tube n'est pas trop large, on voit alors le liquide s'écouler en D d'une manière continue. La rapidité de l'écoulement est d'autant plus grande que la distance de l'orifice D au niveau XX" est plus considérable. Elle s'annule avec elle et devient constante lorsque, par un moyen quelconque, on s'arrange de façon que cette distance soit invariable.

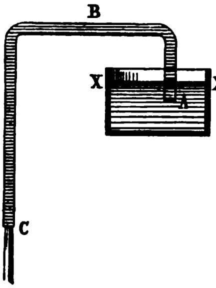


Fig. 138.

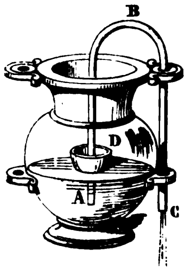


Fig. 139.

1. Siphon de Héron d'Alexandrie. *Spiritualium liber*, prop. 1.

Tous ces faits étaient connus des anciens philosophes ; Héron les expose dans l'ouvrage que nous avons déjà cité plus haut, et la figure ci-dessus (139), que nous lui empruntons, montre comment il s'y prenait pour faire écouler avec une vitesse constante le liquide renfermé dans le vase MN.

La branche extérieure BC était maintenue dans une position verticale par deux anneaux dans lesquels elle passait librement ; l'autre était soutenue par un flotteur D, qui descendait avec le niveau du liquide. De cette sorte la distance de l'orifice C à la surface de l'eau dans le vase ne changeait pas pendant toute l'expérience.

Théorie du siphon.— L'explication des mouvements des liquides dans les siphons est très-simple : on la doit à Pascal.

La pression de l'air étant capable de soulever l'eau à une hauteur de dix mètres, dans un tube vide à sa partie supérieure, il est clair que si l'on suppose en E, au point le plus élevé du siphon (fig. 140), une petite cloison ω, la colonne comprise entre ω et le niveau XX′ sera non-seulement soutenue, mais pressée contre cette cloison avec une force égale au poids d'une colonne d'eau de base ω, et de longueur 10^m — OB. Dans l'autre sens, la pression que supporte ω serait capable de faire équilibre à une longueur de 10^m — O′D ; cette seconde pression est moindre que la première. Partant, la cloison ω, si elle devient mobile, ou mieux la tranche liquide qui, en réalité, tient sa place, se trouveront poussées dans le sens BC avec une force égale à la pression qu'exerçait sur la base une colonne d'eau dont la hauteur verticale égalerait la distance des niveaux XX′ et YY′, ou en d'autres termes la différence des longueurs des deux branches O′C et OB.

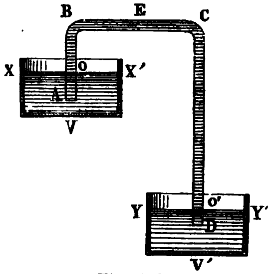


Fig. 140.

Bien entendu que nous regardons ici comme égales entre elles les pressions exercées à l'intérieur des branches A et D sur les niveaux XX′ et YY′. Cette supposition ne pourrait plus se faire si le siphon était plongé, ainsi que les vases V et V′, dans un liquide dont la densité fût de même ordre de grandeur que celle du fluide intérieur. Si, par exemple, nous supposons, comme le fait Pascal, V et V′ pleins de mercure et enfoncés dans une cuve d'eau, les pressions sur YY′ et XX′ seront très-différentes, et l'excès de la première sur la seconde égalera la pression que peut

exercer une colonne d'eau de hauteur X'Y. Cet accroissement de la force qui tend à soulever le mercure dans la grande branche CD aura pour effet immédiat de ralentir l'écoulement, et la pression qui produira réellement le mouvement du liquide ne sera plus alors égale qu'à la différence des poids de deux colonnes de mercure et d'eau, ayant même base et des longueurs égales à X'Y.

De là résulte une conséquence assez curieuse : si le liquide extérieur au siphon était plus dense que celui qui s'y trouve renfermé, l'écoulement aurait lieu de la grande branche vers la petite; contrairement à ce qui arrivait dans nos exemples antérieurs. Il est vrai que ce cas ne se réalise point d'ordinaire dans les expériences où il s'agit de transvaser des liquides; mais nous verrons plus tard comment on y rattache naturellement ce que nous aurons à dire des mouvements des gaz chauds dans l'intérieur des cheminées.

Amorcement des siphons. — Pour faire fonctionner un siphon il faut commencer par le remplir du liquide à transvaser. Pour cela on se contente souvent de le mettre en place et d'aspirer par l'extrémité de la grande branche; mais ce procédé expéditif n'est applicable qu'au cas où il s'agit d'eau pure. Si l'on a affaire à des liquides capables d'exercer une action sur l'économie animale, on emploie des siphons à la grande branche desquels se trouve, soudé, près de l'extrémité D, un tube latéral par lequel l'aspiration peut se faire plus commodément. Il faut seulement avoir soin de boucher l'orifice D tant que le liquide n'y est pas arrivé, et se rappeler qu'alors la grande branche se termine réellement au point d'insertion du tube latéral, puisque, pendant l'écoulement, l'air a libre accès en ce point. Il est bon que le tube d'aspiration CA présente en l'un de ses points un renflement tel que G. On est alors plus assuré contre l'introduction du liquide dans la bouche.

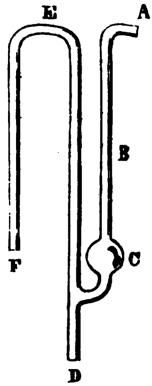


Fig. 141.

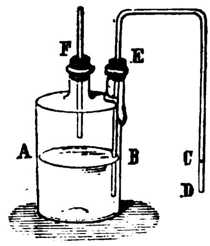


Fig. 142.

Quand les siphons ont une section un peu considérable, ils doivent, pour fonctionner, avoir leurs deux orifices immergés ; sans quoi, pendant l'écoulement, l'air remonterait dans la grande

branche, et la colonne se diviserait à la partie supérieure. Pour amorcer les grands siphons, après les avoir mis en place, on aspire l'air intérieur, et on les remplit en faisant jouer une petite pompe fixée à leur partie supérieure. Quand le liquide arrive dans la pompe, on en ferme le robinet et l'écoulement se fait comme à l'ordinaire.

On peut aussi produire l'amorcement par insufflation; ainsi, que l'on conçoive un siphon plongé dans un vase ABCD, à deux tubulures (fig. 142); si l'on souffle fortement par un tube F, ajusté dans la seconde tubulure, le choc de l'air contre le liquide pourra forcer celui-ci à franchir la coudure Z et à descendre de l'autre côté jusqu'au-dessous du niveau AB. Une fois cette limite atteinte l'écoulement commencera et continuera de lui-même.

On conçoit qu'il n'est pas besoin pour employer cette méthode que le récipient à liquide présente deux tubulures. Souvent la courte branche du siphon est fixée à demeure dans une coiffe de caoutchouc, qui s'élargit par le bas de façon à s'adapter exactement sur le col des tourilles. Un tube latéral toujours en caoutchouc fait corps avec la coiffe, et sert à l'insufflation.

Vase de Tantale. — Le vase de Tantale est un appareil qui se vide de lui-même dès que le liquide dont on cherche à l'emplir atteint un certain niveau.

Le pied de l'appareil est traversé par un tube ouvert aux deux bouts, et qui se recourbe à l'intérieur comme on le voit fig. 143.

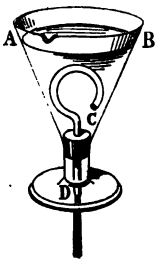


Fig 143.

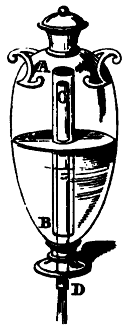


Fig. 144.

L'écoulement commence quand le liquide, dans le vase, arrive au-dessus de la coudure; et comme alors le siphon se trouve par cela même amorcé, il continue jusqu'à l'entier épuisement du liquide contenu dans le vase. On peut encore (fig. 144) faire tra-

verser le pied du vase par un tube droit ouvert aux deux bouts, et recouvrir intérieurement la portion de ce tube par une petite cloche, laissant entre sa paroi interne et le tube un espace qui représente la courte branche du siphon[1].

Pipette. — Lorsque dans un liquide XX′ (fig. 145) on plonge

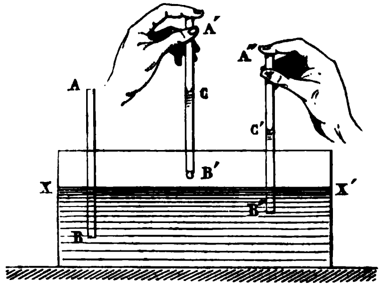


Fig. 145.

un tube ouvert par les deux bouts, les niveaux à l'intérieur et à l'extérieur se mettent naturellement sur le prolongement l'un de l'autre. Si alors on bouche avec le doigt l'extrémité A, et qu'on soulève le tube, on enlève avec lui une colonne de liquide qui peut y rester suspendue, même quand l'orifice B est complétement hors du vase V, pourvu que l'ouverture soit suffisamment étroite.

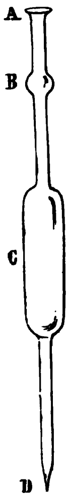


Fig. 146.

La raison en est simple. Quand la pipette sort du liquide, l'élasticité de l'air contenu en A′C tend à chasser la colonne CB′, et celle-ci commence en effet à descendre; mais alors, le volume occupé par le fluide élastique s'accroît, et lorsque la pression n'est plus égale qu'à la différence de celles qu'exercent l'atmosphère d'une part, et la colonne CB′ d'autre part, il n'y a plus de raison pour que celle-ci continue à tomber.

Si l'orifice B′ s'élève au-dessus du niveau, le liquide intérieur peut encore rester dans le tube; il suffit pour cela que l'étroitesse de l'ouverture ne permette pas la division de la colonne, et par suite la rentrée de l'air.

On donne souvent aux pipettes la forme ci-contre (fig. 146), mais on leur conserve la forme cylindrique dans les

1. Héron. *Spiritualium liber*. Prop. 2.

tâte-vins dont on fait un continuel usage pour puiser au milieu d'un tonneau par l'étroit orifice de la bonde (fig. 147).

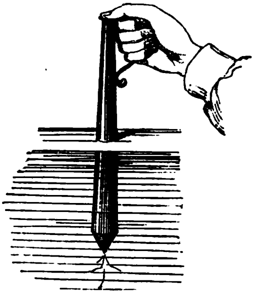


Fig. 147.

Les pipettes étaient parfaitement connues de Héron d'Alexandrie. Il les employait surtout sous forme d'entonnoirs magiques servant à verser de l'eau ou du vin, à la volonté des opérateurs.

Écoulements intermittents. — Si l'on suppose que dans un vase de Tantale du liquide arrive sans cesse, mais dans une proportion insuffisante pour remplacer celui qui s'échappe par le siphon, on aura évidemment un écoulement intermittent; car une fois le siphon amorcé, l'appareil se videra nécessairement, — et réciproquement, une fois que le niveau sera tombé au-dessous de l'orifice du siphon, celui-ci cessant de fonctionner, le vase se remplira de nouveau.

On est encore dans l'usage de faire fonctionner dans les cours de physique un appareil connu sous le nom de fontaine intermittente, et dont le jeu est assez intéressant pour qu'on en donne la description.

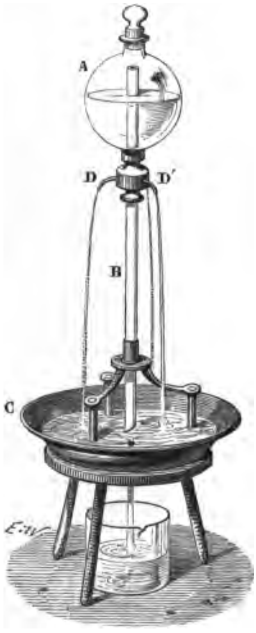


Fig. 148.

Fontaine intermittente. — Elle se compose : 1° d'un vase A (fig. 148), bouché à l'émeri à sa partie supérieure, et mastiqué à sa partie inférieure dans une virole en cuivre, munie de trois petits robinets D, D', D''; 2° d'un tube B soutenant le vase A au haut duquel il vient s'ouvrir; 3° enfin d'un bassin C, au milieu duquel le tube B est supporté lui-même par un trépied. Ce bassin est percé d'un petit trou central que l'on voit sur la figure au-dessous de l'orifice inférieur du tube B.

Pour faire fonctionner la fontaine, on emplit le vase A environ

aux trois quarts; on le bouche, et l'on ouvre les robinets D, D', D''. La pression atmosphérique se transmet par le tube B à l'air du vase A, et l'écoulement commence. Mais bientôt le bassin C se remplit, parce que son orifice central ne peut pas laisser écouler dans l'unité de temps tout le liquide qui lui arrive des robinets D, D', D'' et le tube B se bouche à la partie inférieure; l'air alors se dilate en A par suite de l'écoulement, et aussitôt que son élasticité se trouve diminuée d'une quantité égale à la pression que peut exercer la couche liquide renfermée dans la fontaine, l'écoulement s'arrête.

Mais alors le bassin C se vide, et lorsque l'orifice inférieur de B est redevenu libre, l'air rentre en A par le tube, et l'écoulement recommence par les robinets supérieurs.

Vases laveurs. — Pour laver commodément un précipité, on peut employer une sorte de fontaine intermittente que M. Block

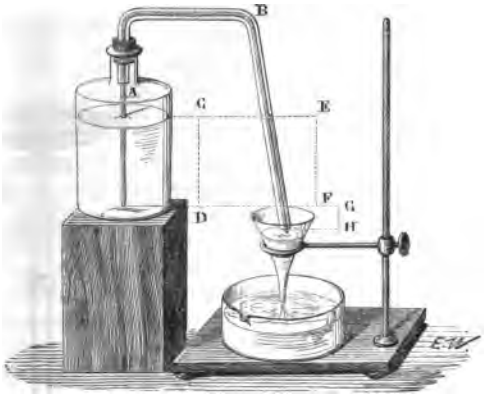


Fig. 149.

dispose comme la figure 149 l'indique. Deux siphons, qui peuvent être distincts ou qui peuvent se recouvrir l'un l'autre, sont fixés ensemble dans le bouchon du vase A. L'un plonge jusqu'au fond, l'autre s'arrête à la partie supérieure. Si l'on amorce le premier, l'air rentre par l'autre et l'écoulement se fait à la manière ordinaire; mais il s'arrête bientôt lorsque l'eau du filtre baigne le double orifice H, parce qu'alors l'air se dilate en A, tandis que l'eau sort par le siphon principal. Quand, au contraire, le progrès de la filtration fait baisser le niveau dans l'entonnoir, l'air rentre par le siphon extérieur et l'écoulement recommence.

Quinquet. — C'est par un procédé analogue, que l'on parvient,

dans les quinquets, à maintenir l'huile toujours au niveau de la mèche. Le réservoir principal est un cylindre *abcd*, percé, sur une de ses bases, d'une ouverture qui peut être bouchée par un disque muni d'une petite queue. On le remplit en le tenant dans la position renversée (fig. 150 *bis*); puis, après avoir fermé l'orifice *h*, en soulevant la soupape, on le retourne, et on le met en place comme cela se voit fig. 150. La queue du disque s'appuie contre le fond de l'enveloppe extérieure, l'huile tombe; mais quand l'ouverture est noyée, l'écoulement s'arrête; l'huile baigne alors le pied de la mèche. Lorsque la combustion en a fait disparaître une certaine quantité, le niveau s'abaisse au-dessous de *xy*, l'air qui vient du dehors par l'orifice *g* rentre par *h*, et, montant en A, fait sortir une nouvelle portion de liquide qui se brûle à son tour, et ainsi de suite.

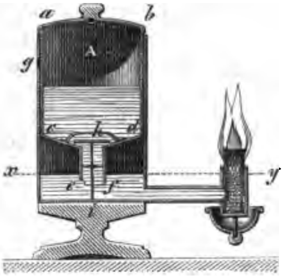
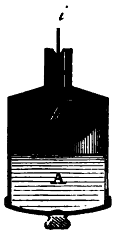


Fig. 150.



(150 *bis*).

Fontaine de Héron. — La fontaine de Héron se compose de trois vases, A, B, C, (fig. 151) maintenus les uns au-dessus des autres par deux tubes métalliques D et E.

D fait communiquer les parties supérieures des globes B et C; et E débouche au contraire à la partie inférieure du bassin supérieur A, et se prolonge jusqu'au bas du réservoir inférieur C. Au centre du bassin A est un trou qui s'ouvre dans le récipient B, et par lequel on peut aisément y verser du liquide. Quand B est à peu près plein, on visse dans l'orifice central de A un tube terminé à la partie supérieure par un ajutage et muni d'un robinet.

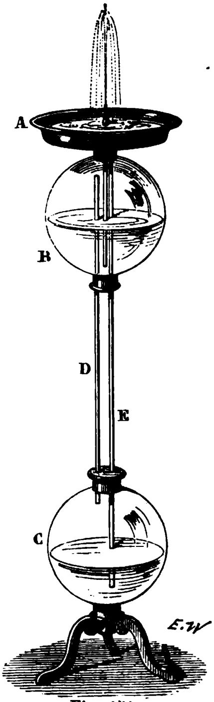


Fig. 151.

Puis on verse de l'eau dans le bassin A, en prenant soin d'ôter un bouchon qui fermait l'orifice supérieur de E. Alors une petite quantité de ce liquide tombant en C, l'orifice inférieur de E se trouve bientôt immergé, et l'air se comprime à la fois en C et en B, puisque les parties supérieures de ces deux récipients sont en libre communication par le tube D.

Lorsque l'excès de la pression intérieure sur celle de l'atmosphère peut soutenir une colonne d'eau de longueur AC, le liquide de A ne peut plus descendre en E; mais si alors on ouvre le robinet de l'ajutage, le liquide de B jaillit par cet ajutage; ou bien encore, si à la place de l'ajutage on met un tube droit, ouvert à la partie supérieure, on voit le liquide s'y élever à une distance du niveau B égale à la hauteur AC.

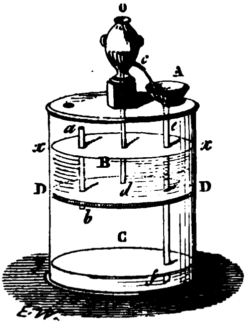


Fig. 152.

Dans l'appareil primitif du physicien d'Alexandrie, le vase A était remplacé par un entonnoir (voir fig. 152), et le tube *d*O se terminait par une petite *outre* qu'un satyre tenait à la main ou sur l'épaule. L'appareil une fois disposé, en versant de l'eau dans l'entonnoir, on faisait commencer l'écoulement, et alors *l'outre versait sans tarir dans l'entonnoir qui ne s'emplissait pas* [1].

Hâtons-nous d'ajouter que quelques pages après celle où se trouve expliquée la disposition de son petit *satyre*, Héron indique une importante application du principe qui ne lui avait d'abord servi qu'à résoudre une question curieuse.

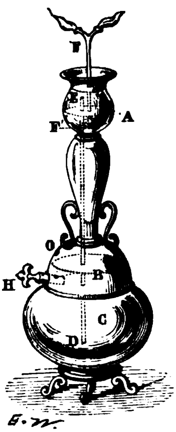


Fig. 153.

Il s'agit de construire une lampe qui ramène toujours l'huile au niveau de la mèche; et pour cela, il prescrit de la former de trois récipients superposés (fig. 153).

A est fermé par en haut, mais dans le couvercle passe un tube qui se bifurque à la partie supérieure de manière à porter deux mèches, et qui de l'autre côté arrive presque jusqu'au fond du vase A.

B est originairement rempli d'eau. Il communique toujours avec l'air par le petit orifice O.

1. *Spiritualium liber*. Prop. 36.

C ne renferme d'abord que de l'air; il communique toujours par le tube DE avec la partie supérieure de A; de plus, il peut à volonté être mis en communication avec B par la clef H.

Lorsque cette communication est établie, l'eau qui arrive en C refoule l'air par le tube DE jusque dans le vase A, où il exerce sur l'huile une pression qui la force à monter jusqu'aux mèches.

Vase de Mariotte. — Aux premières pages de la deuxième partie du *Traité de l'Écoulement des eaux*, Mariotte décrit un appareil à l'aide duquel on peut commodément produire, pendant un temps plus ou moins considérable, un écoulement constant de liquide. Soit un flacon tubulé D (fig. 154) ayant sur sa paroi latérale trois orifices étroits A, B, C, munis d'ajutages et de bouchons métalliques; et supposons, de plus, que le col puisse recevoir un bouchon traversé par un tube de verre IK ouvert aux deux bouts. Le tout étant plein d'eau, et l'orifice K se trouvant descendu au niveau de l'une des ouvertures B, par exemple, si l'on débouche cette dernière, le liquide jaillit en E; mais le niveau baisse rapidement dans le tube. L'amplitude du jet diminue, et presque aussitôt l'eau dans le tube étant descendue jusqu'en K, l'écoulement s'arrête, et pourtant le vase reste complétement plein.

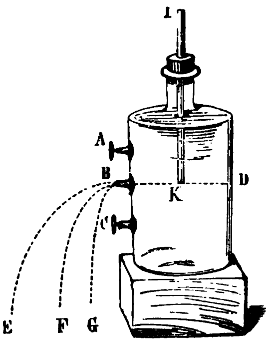


Fig 154.

C'est qu'alors tous les points de la surface de niveau BD supportent la pression atmosphérique, soit intérieurement en K, soit extérieurement en B. Il n'y a donc pas de raison pour que le liquide s'écoule, et celui qui se trouve compris au-dessus du plan BD se trouve soutenu et poussé contre la paroi supérieure, comme il le serait dans une éprouvette ou un baromètre tronqué de même hauteur.

Les choses étant en cet état, si l'on bouche B et que l'on ouvre A, on voit quelques bulles d'air rentrer par cet ajutage; le liquide qu'elles refoulent monte dans le tube jusqu'au niveau de A, et tout s'arrête de nouveau. L'air est rentré par A, parce que sur la tranche horizontale, passant par ce point, la pression intérieure était plus faible que la pression atmosphérique d'une quantité mesurée par la hauteur de la colonne d'eau AB.

Enfin, si l'on bouche A et que l'on ouvre C, le liquide jaillit de nouveau ; mais aussitôt que le niveau dans le tube est arrivé à la partie inférieure K, le jet conserve une amplitude constante. Alors, à mesure que le liquide s'écoule, de l'air rentre bulle à bulle par K, et vient se loger en haut du vase, où il prend une élasticité égale à la différence qui existe entre la pression atmosphérique et celle que peut produire la colonne d'eau qui reste au-dessus du niveau BD.

Les choses se passent donc comme si le vase, toujours plein jusqu'en BD seulement, recevait sur toute cette surface l'action directe de l'atmosphère. La figure 155 montre le mouvement des bulles d'air qui rentrent incessamment dans le vase.

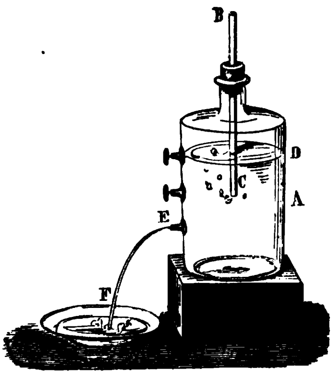


Fig. 155.

Lorsque, par suite de la dépense de l'orifice E, le niveau est tombé au-dessous de l'ouverture inférieure du tube BC, l'amplitude du jet diminue peu à peu, et l'écoulement s'arrête naturellement quand le niveau est arrivé en E.

Le flacon de Mariotte n'est pas, il s'en faut de beaucoup, e seul appareil qui permette d'obtenir des écoulements constants. Nous avons vu (page 141) comment, avec un siphon convenablement ajusté, les anciens résolvaient la question. Enfin, une méthode extrêmement simple, et à laquelle on a souvent recours quand il s'agit de traiter expérimentalement des questions d'hydrodynamique, consiste à maintenir toujours plein le vase qui fournit à l'écoulement. Pour cela, on fait arriver dans ce vase plus de liquide qu'il n'en sort dans l'unité de temps. L'excès se perd par un déversoir latéral.

Théorème de Torricelli. — La vitesse d'écoulement d'un liquide dépend de la distance à laquelle l'orifice d'écoulement se trouve du niveau supérieur ; elle est égale à la vitesse qu'acquerrait un corps pesant en tombant dans le vide, d'une hauteur h égale à la distance du niveau à l'orifice ; en d'autres termes, elle a pour expression $\sqrt{2gh}$.

Cela est vrai, quelle que soit la direction de l'écoulement. On suppose, toutefois, que l'écoulement se fait par un orifice percé

en mince paroi, c'est-à-dire par un orifice dont les bords sont taillés en biseau d'angle extrêmement aigu.

On peut, de différentes manières, vérifier expérimentalement l'exactitude de la loi de Torricelli. Mais toutes supposent que, pendant la durée de l'expérience, on maintienne constant le niveau du liquide dans les vases qui fournissent à l'écoulement.

Lorsqu'un jet de liquide A*l* (fig. 156) s'échappe horizontalement par un orifice A percé dans une paroi mince et verticale, il se courbe sous l'action de la pesanteur ; et le temps qu'il lui faut

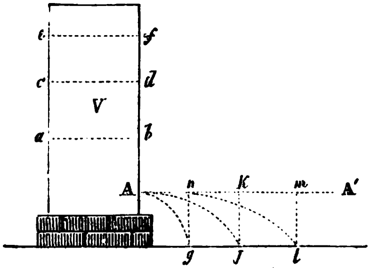


Fig. 156.

pour atteindre un plan horizontal *gl* situé à une distance $h' = ml$, de l'orifice A, est précisément égal au temps que mettrait un corps pesant quelconque pour parcourir en chute libre cette même distance h'. De plus, au moment où la molécule partie de A au commencement du temps t, touche le plan *gl*, la projection horizontale A*m* du chemin A*l* qu'elle a parcouru, est égale à la distance qu'elle aurait parcourue horizontalement pendant le temps t, si la pesanteur n'avait point agi sur elle. Ces deux propositions sont des conséquences immédiates du principe de la composition des mouvements.

Si donc on emplit successivement le vase V jusqu'à des distances de A égales à 1^m, 4^m, 9^m, et si dans chaque cas on mesure les amplitudes du jet sur un même plan horizontal *gl*, ces amplitudes pourront servir de mesure aux vitesses de sortie.

Or, tant que la résistance de l'air n'est pas trop considérable, on trouve que les amplitudes dont il s'agit sont, en effet, entre elles comme 1, 2, 3, c'est-à-dire comme $\sqrt{1}$, $\sqrt{2}$, $\sqrt{3}$. L'expérience montre de plus que la distance A*m* est égale à $2\sqrt{hh'}$, h' étant toujours égale à ml; de là résulte une démonstration plus complète de l'exactitude de la loi de Torricelli.

En effet, appelons t le temps que le liquide met à arriver

de A en l, on aura $t = \sqrt{\frac{2h'}{g}}$, puisque ce temps est celui qu'il faut à un corps pour tomber d'une hauteur h'. Si l'on divise par cette valeur du temps l'expression $2\sqrt{hh'}$ de la distance Am, on devra obtenir la vitesse horizontale de sortie. Or, le quotient de cette division est précisément égal à $\sqrt{2gh}$.

On peut encore, pour démontrer le théorème de Torricelli, se borner à constater expérimentalement que le jet de liquide, lorsqu'il s'échappe de bas en haut dans une direction très-voisine de la verticale, remonte à peu près à la hauteur du niveau dans le réservoir.

Pour bien voir la liaison qui existe entre ces deux propositions, il suffit d'établir qu'un corps lancé verticalement de bas en haut arrive à une hauteur h lorsqu'il est au départ animé d'une vitesse ascensionnelle précisément égale à $\sqrt{2gh}$.

En effet, lorsqu'un corps est lancé verticalement de bas en haut avec une vitesse A, il monte jusqu'à ce que sa vitesse soit nulle, c'est-à-dire jusqu'à ce que l'on ait $V = A - gt = 0$; ou $t = \frac{A}{g}$. La hauteur $At - \frac{1}{2}gt^2$, à laquelle il arrive pendant le temps t, devient donc, par suite de cette valeur de t, $\frac{A^2}{g} - \frac{1}{2}\frac{A^2}{g} = \frac{A^2}{2g}$. Or, pour que cette quantité soit égale à h, il faut et il suffit que l'on ait $A = \sqrt{2gh}$.

Quand on lance la veine liquide dans une direction absolument verticale, les gouttes qui retombent empêchent celles qui les suivent de monter. Mais on évite cette cause d'erreur, en inclinant la direction du jet d'un très-petit angle α sur la verticale (fig. 157); h étant alors la distance du niveau au-dessus de 0, il est facile de voir que le liquide doit monter à une hauteur égale à $h \cos^2\alpha$. C'est ce qui arrive en effet très-sensiblement, et la légère différence que l'on observe encore entre les résultats du calcul et ceux de l'expérience s'explique très-bien par la résistance que l'air oppose au mouvement du jet.

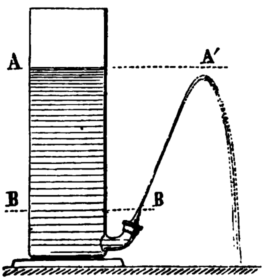


Fig. 157.

Tous les corps tombant également vite dans le vide, des liquides de densités très-différentes, de l'eau et du mercure par exemple,

doivent s'écouler avec même rapidité, dès que la hauteur qui produit l'écoulement est la même, et cela, malgré la grande différence des pressions produites par ces liquides, contre la tranche située à l'orifice d'écoulement. L'expérience vérifie complétement cette nouvelle conséquence de la théorie.

Si les pressions extérieures exercées sur la surface supérieure *ef* (fig. 156), et à l'orifice A n'étaient pas les mêmes, il faudrait transformer leur différence en hauteur du liquide qui s'écoule, et ajouter cette différence à la hauteur h qui produit l'écoulement, ou bien l'en retrancher suivant que la pression en *ef* serait plus grande ou plus petite que celle qui agit en A.

On peut encore vérifier la loi de Torricelli en comparant dans les différentes circonstances où l'on se place, les quantités de liquides écoulées dans le même temps par un même orifice ou des orifices égaux.

Si l'on fait varier seulement la hauteur du liquide, on trouve que la dépense varie proportionnellement à la racine carrée de celle-ci. Si, laissant au contraire la hauteur constante, on opère successivement avec des liquides différents, on voit que les volumes écoulés sont les mêmes.

Toutefois, et il faut bien insister sur ce point, la dépense absolue n'est pas égale à un cylindre liquide de longueur égale à $\sqrt{2gh}$ et de section égale à celle de l'orifice. Elle est toujours beaucoup plus petite, c'est-à-dire environ les 0,62.

Cet effet tient à ce que les vitesses des molécules liquides à la sortie ne sont en aucune façon parallèles entre elles; toutes ces molécules convergent dans leur marche vers l'étroite ouverture par laquelle elles peuvent s'échapper; cette convergence continue quelque temps encore après la sortie, aussi la veine se contracte-t-elle, et à une distance à peu près égale au diamètre de l'orifice sa section n'est plus que les deux tiers environ de celle de l'orifice lui-même. Au delà de ce point, la veine s'élargit un peu si elle est lancée de bas en haut; dans les autres cas, sa section paraît éprouver encore une très-légère diminution jusqu'au moment où le jet se trouble et se divise en gouttelettes. La contraction de la veine diminue la dépense comme le ferait un rétrécissement de l'ouverture, en sorte que la dépense théorique devient égale à la dépense réelle lorsqu'on substitue dans le calcul la section de la veine contractée à celle de l'orifice. Enfin l'expérience prouve que si l'écoulement se fait par un petit ajutage ayant exactement la forme de la veine, la dépense n'en éprouve aucune modification. Elle se trouve donc alors égale à celle que l'on déduirait du calcul, puisque l'orifice de l'ajutage est, par hypothèse, égal à la section contractée.

Écoulement des gaz. — Pour obtenir des écoulements de gaz, on peut employer différentes méthodes. Quelquefois on procède par simple déplacement. On renferme celui sur lequel on opère dans un flacon à deux tubulures A et B. En B l'on ajuste le tube d'écoulement BC, et par A l'on fait arriver un liquide sans action sur le fluide élastique. Si le liquide s'échappe avec une vitesse constante d'un flacon de Mariotte ou de tout autre appareil équivalent, le mouvement du gaz sera lui-même uniforme.

Gazomètres. — Souvent aussi l'on emploie pour l'objet qui nous occupe des appareils spéciaux nommés gazomètres. Les plus simples consistent en de grands réservoirs ou sacs en toile imperméable. Pour les remplir, on commence par les bien aplatir, de manière à chasser tout l'air qui s'y trouve, puis on y fait arriver

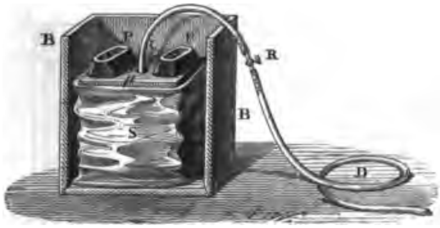


Fig. 158.

le gaz par le tube de caoutchouc à robinet CRD; une fois cette première opération terminée, on ferme avec soin les robinets; on place le sac dans une caisse de bois destinée à le maintenir, et on le charge à sa partie supérieure d'une planche percée d'un trou central pour le tube CR. Si on met alors sur cette planche des poids plus ou moins considérables, on amènera par cela même la pression intérieure à devenir supérieure à la pression atmosphérique, et l'excès se calculera sans peine.

Soit, en effet, P la valeur en kilogrammes des poids surajoutés, et S l'expression en décimètres carrés de la surface de contact de la planche avec le gazomètre; la hauteur de la colonne de mercure de section S, et qui équivaudrait à la charge, sera donnée par l'équation $P = S \times h \times 13,59$ dans laquelle h représente aussi des décimètres.

Si l'on vient à ouvrir les robinets, l'écoulement se fait en vertu de cet excès de pression, et il reste constant tant que le sac n'est pas trop aplati. A cette limite, les parois latérales repliées sur elles-mêmes, font arc-boutant et soutiennent une partie de la pression.

Gazomètres des usines. — Dans les usines où l'on prépare le

gaz de l'éclairage, les gazomètres sont d'énormes éprouvettes en tôle de fer, fermées par le haut et ouvertes par le bas comme les éprouvettes ordinaires, au milieu d'un réservoir plein d'eau. Souvent on les soutient, au moins en partie, à l'aide de contre-poids *p* qui pendent à l'extrémité d'une double chaîne attachée en *a* au gazomètre lui-même. La pression du gaz intérieur est alors moins forte, et de plus on peut s'arranger de manière à ce qu'elle ne diminue pas quand la cloche s'enfonce. Si, en effet, dans ce cas, la poussée du liquide s'accroît, il en est de même de la longueur de la portion de chaîne *ba*; et comme le poids de celle-ci s'ajoute à celui du gazomètre, on peut compenser l'un des effets par l'autre.

Quand le gazomètre est vide, ou à peu près, il plonge au fond de la citerne, et sa paroi supérieure est peu distante du tube *e*

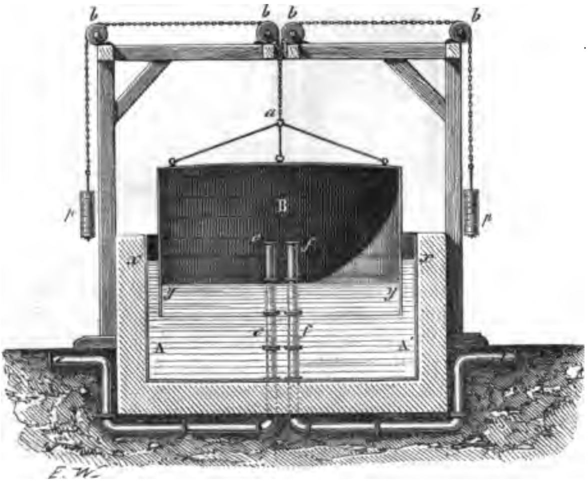


Fig. 159.

qui sert au remplissage et du tube d'écoulement *f*; mais, quand au contraire il est plein, il se trouve soulevé comme on le voit (fig. 159).

Le poids de la cloche, avons-nous dit, détermine à l'intérieur un excès de pression; aussi, le niveau est-il plus bas qu'à l'extérieur; la différence n'est jamais bien grande, de 13 à 15 centimètres par exemple. Au reste, il est facile de calculer quel doit être cet excès de pression pour chaque position de la cloche, lorsqu'on donne les dimensions de celle-ci et la densité de la substance qui la forme.

Dans le calcul suivant nous supposerons que le poids du gazomètre est en partie équilibré, ainsi que cela se pratique quelquefois.

Calcul de la pression intérieure. — Soit L la hauteur totale de la cloche que nous supposerons cylindrique, R le rayon extérieur, et ε l'épaisseur de sa paroi. $\pi R^2 - \pi (R - \varepsilon)^2$ sera la surface de son rebord inférieur ; nous la désignerons par a. Nous appellerons h la distance du niveau extérieur xx au niveau intérieur yy, et $h + z$ la distance du plan xx au bas de la paroi du gazomètre. Nous poserons, en outre, $\pi (R - \varepsilon)^2 = B$. Nous désignerons par P la pression atmosphérique au niveau de la base supérieure de la cloche, et par H la pression intérieure : ces deux pressions sont rapportées à l'unité de surface, elles sont exprimées en poids et l'unité de poids est celui de l'unité de volume d'eau. Enfin π, π', π'', π''' seront les poids de la cloche, des parties ba et bp de la double chaîne et des masses métalliques p.

La force qui tend à enfoncer la cloche est évidemment égale à $\pi + \pi' + \pi R^2 P$; celle qui tend à la soulever a pour expression $a(h + z + P) + \pi'' + \pi''' + BH = a(h + z + P) + B(P + h) + \pi'' + \pi'''$, au moins lorsqu'on suppose la pression atmosphérique constante du haut en bas de la cloche, ainsi que celle du gaz intérieur. On a donc

$$a(h + z + P) + B(P + h) = \pi + \pi' - \pi'' - \pi''' + \pi R^2 P$$

ou, d'après la relation $B = \pi R^2 - a$,

$$a(h + z) + B(h) = \pi + \pi' - \pi'' - \pi''' = Q.$$

La hauteur $h + z = \varphi$ est connue, puisque l'on sait par hypothèse de combien le gazomètre est soulevé ; l'équation précédente donne donc la valeur de h. Pour que h reste constant à toute époque, il faut que $\pi' - \pi'' - a\varphi$ reste invariable. Or, bien évidemment, quand la cloche s'enfonce d'une quantité ρ, π' augmente d'une quantité égale au poids m d'une longueur ρ de la double chaîne, et π'' diminue d'une égale quantité. Par suite le second membre se trouve accru de $2m$, d'autre part, la poussée contre le rebord de la cloche s'accroît de $a\rho$, il faut donc que l'on ait $a\rho = 2m$.

Lorsqu'on n'emploie point de contre-poids, la pression est plus forte quand l'appareil est plein que lorsqu'il est vide. Du reste la différence se calcule aisément dans les deux cas, en effet, l'équation d'équilibre se réduit à

$$a(h + z) + Bh = \pi.$$

Si maintenant nous supposons le gazomètre complétement plongé, c'est-à-dire à peu près vide, $h+z$ sera égal à la hauteur totale L de la cloche, et l'on aura par suite

$$Bh = \pi - aL$$

$$h = \frac{\pi - aL}{B + \delta}$$

si, au contraire, $z = 0$, auquel cas le gazomètre est plein, on a

$$h = \frac{\pi}{B + a}$$

Ces deux valeurs de h sont peu différentes l'une de l'autre.

Si l'on voulait tenir compte des pressions qu'exercent par leur poids sur les niveaux intérieur et extérieur, soit le fluide du gazomètre, soit la couche atmosphérique comprise entre le plan horizontal xx et la base supérieure de la cloche, il ne faudrait plus supposer dans le calcul que la pression intérieure sur le niveau yy est égale à $P + h$, ainsi que nous venons de le faire. Alors, si l'on appelle δ et δ' les poids spécifiques des deux fluides élastiques dans la condition où ils se trouvent, au lieu de supposer que $P + h$ est égal à H, il faudrait avoir recours à la relation plus compliquée

$$P + (L - h - z)\,\delta + h = H + (L - \varepsilon - z)\,\delta',$$

pour exprimer qu'au dedans de la cloche et au dehors la pression est la même sur tout le plan horizontal yy. Cette équation peut se mettre sous la forme

$$P + h = H - (L - h)\,(\delta - \delta') + z\,(\delta - \delta') + (h - \varepsilon)\,\delta'$$

et l'on voit sans peine que le second membre diffère fort peu de H.

Détermination de la vitesse d'écoulement des gaz. — La vitesse V d'écoulement d'un gaz dépend de la différence qui existe entre la pression qu'il supporte dans le gazomètre et celle de l'atmosphère dans laquelle il tend à s'écouler. Lorsque cette différence ne dépasse pas un décimètre de mercure, la règle d'après laquelle on calcule la vitesse d'écoulement des liquides est encore applicable.

Ainsi l'on cherche la hauteur z d'une colonne du gaz intérieur qui serait capable d'exercer une pression égale à la différence h de celles qui agissent en sens opposés sur la tranche située à l'orifice; puis on la substitue dans la formule $V = \sqrt{2gz}$, et la valeur de V, que l'on en déduit, est précisément celle que l'on doit obtenir.

La longueur z est inversement proportionnelle à la densité du gaz intérieur. Ainsi, dans des conditions identiques, les vitesses d'écoulement de deux gaz sont réciproques aux racines carrées de leurs densités.

Pour vérifier expérimentalement cette dernière proposition, il suffit de comparer, pour une même valeur de h, la dépense d'un même gazomètre successivement rempli de fluides élastiques de différentes densités.

Si, au contraire, en opérant toujours avec le même gazomètre et le même gaz, on fait varier h, on voit que les dépenses faites dans le même temps varient proportionnellement aux racines carrées de cette quantité, au moins tant qu'elle reste petite.

Les résultats auxquels on arrive par les comparaisons dont nous parlons ici, sont indépendants de la contraction de la veine gazeuse. Cette contraction exercerait au contraire une grande influence sur les dépenses absolues, exactement comme lorsqu'il s'agit de l'écoulement des liquides.

Anémomètres. — Lorsque les courants des gaz qui s'écoulent ont une largeur suffisante, on en peut mesurer la vitesse à l'aide

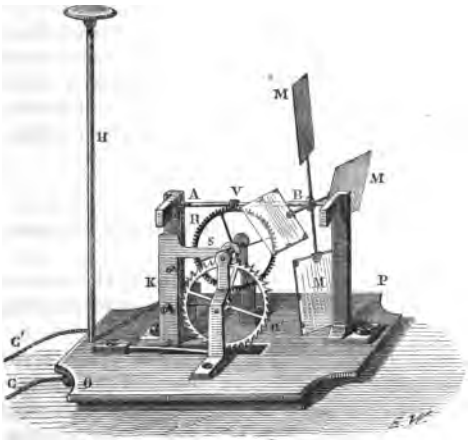


Fig. 160.

d'instruments particuliers connus sous le nom d'anémomètres. La figure 160 représente celui de M. Combes.

La pièce principale est un arbre très-léger sur la partie moyenne duquel est tracée une vis sans fin V. Il porte en outre, à son

extrémité, un système de quatre ailettes très-légères, un peu inclinées sur l'axe.

La seconde partie de l'appareil est un compteur formé de deux roues dentées R et R' : l'une R peut engrener avec la vis sans fin V et marche alors d'une dent à chaque tour de l'arbre ; l'autre, au contraire, n'avance que d'une seule dent pour une révolution complète de la première.

Pour mesurer la vitesse d'un courant, on y place le petit moulinet de manière que son axe soit dirigé dans une direction parallèle à celle du mouvement. On engrène à un moment donné en tirant le cordon C, et après deux ou trois minutes on désengrène : le compteur s'arrête aussitôt. On observe alors la marche des deux roues, ce qui se fait aisément à l'aide de repères tracés sur le montant K, et l'on en déduit le nombre des tours de l'arbre.

Pour avoir maintenant la vitesse absolue du courant, il faut évidemment que l'on ait primitivement gradué l'instrument; or, voici comment on obtient cette graduation directe : on place l'anémomètre à l'extrémité d'une longue alidade horizontale, en ayant soin que l'arbre soit horizontal lui-même, et perpendiculaire à la direction de l'alidade. Si alors on fait mouvoir celle-ci autour de son centre avec une vitesse constante et connue. les ailettes du moulinet choquent l'air, et l'appareil est exactement dans les mêmes conditions que s'il était soumis à l'action d'un courant dont la vitesse égalerait celle de l'extrémité A de l'alidade. On peut donc voir aisément le nombre de tours qui répond à cette dernière.

§ 8. — GAZOMÈTRES DES LABORATOIRES. — ASPIRATEUR.

Les deux appareils à la description desquels nous consacrons ce dernier paragraphe sont fréquemment employés dans les laboratoires.

Le gazomètre (fig. 161) a une forme cylindrique; il est en métal et se trouve surmonté d'un réservoir à liquide.

De ce réservoir partent deux tubes munis de robinets ; l'un, EF, descend jusqu'au bas du gazomètre ; l'autre, GH, s'ouvre à la partie supérieure.

Latéralement, le cylindre présente à sa partie inférieure une large tubulure redressée BC, laquelle peut être fermée par un bouchon à vis, et à sa partie supérieure un ajutage à robinet r''.

Lorsqu'on veut faire fonctionner l'appareil, on commence par le remplir d'eau ; pour cela, on ferme les orifices C et r'', on ouvre

les robinets r et r', et l'on verse dans le réservoir D de l'eau qui tombe alors, par le tube EF, dans le cylindre AB, tandis que l'air s'échappe par GH.

Lorsque cette première opération est terminée, on ferme r et r'; on dévisse le bouchon C et l'on introduit par cette ouverture le tube qui amène le gaz.

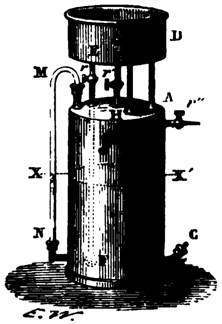


Fig. 161.

Celui-ci monte à la partie supérieure, et l'eau qui s'écoule pour lui faire place est reçue dans un vase placé au-dessous de l'orifice C.

Le tube de verre latéral MN permet de voir à chaque instant où se trouve le niveau dans le gazomètre. Lorsqu'il est à peine d'un ou de deux centimètres au-dessus de l'orifice C, on ferme ce dernier. Alors, si l'on veut faire écouler le gaz par la tubulure r'', il faut, après avoir ouvert le robinet correspondant, faire arriver de l'eau dans l'appareil par le tube EF; et, pour cela, on en verse dans le réservoir D, et l'on ouvre le robinet r d'une quantité plus ou moins considérable.

Aspirateur. — Quand on a besoin de faire passer un courant d'air dans un tube ou plus généralement dans un appareil quelconque, il suffit de mettre celui-ci en communication avec un vase A, plein de liquide, et muni à sa partie inférieure d'une tubulure à robinet. Lorsqu'on ouvre ce dernier, si le tube *abc* n'est pas bouché en *c*, l'écoulement se produit, et l'air extérieur, affluant par A pour remplir le vide qui se forme dans le vase, traverse les appareils qui se trouvent sur son passage avec une vitesse d'autant plus grande que l'écoulement du liquide est plus rapide. Si donc on veut obtenir une vitesse constante, il faudra que le mouvement du liquide soit uniforme lui-même. Or, d'après ce que nous avons dit du vase de Mariotte, il est évident que pour arriver à cette uniformité, il suffit de prolonger le tube qui amène le gaz dans l'aspirateur; jusqu'à une certaine distance du haut de ce dernier.

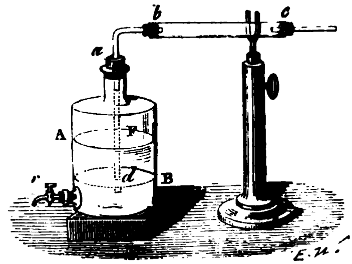


Fig. 162.

Tant que le niveau sera au-dessus de l'orifice *d*, la pression qui produira l'écoulement sera constante et mesurée par la distance verticale de l'orifice *d* au robinet *r*.

CHAPITRE XIV

POIDS SPÉCIFIQUES.

§ 1. — DÉFINITIONS.

Les différences souvent considérables qui existent entre les poids des corps pris sous même volume, peuvent servir à les distinguer entre eux. Ainsi, quoique l'aspect du platine soit très-semblable à celui de l'étain, on ne peut les confondre au toucher, parce que le premier de ces métaux pèse beaucoup plus que l'autre à volume égal. On conçoit dès lors que, depuis longtemps, les physiciens aient cherché à déterminer les rapports qui existent entre les poids des différentes substances prises sous même volume. L'eau fut choisie pour terme de comparaison ; et l'on a dressé des tables dans lesquelles, en regard du nom de chaque substance, on trouve inscrit le rapport qui existe entre le poids de cette substance et celui de l'eau sous le même volume.

Ces tables sont d'un usage continuel.

Elles font connaître immédiatement le poids d'un volume donné d'un corps quelconque, ou réciproquement le volume d'un poids donné de ce corps.

Veut-on, par exemple, calculer le poids d'un demi-mètre cube de cuivre; on trouve, en les consultant, que ce métal pèse 8,8 de fois plus que l'eau sous même volume. Mais d'autre part, d'après la définition du kilog., on sait que le demi-mètre cube d'eau pèse 500 kilog. Donc le demi-mètre cube de cuivre pèse 500 kilog. $\times$ 8,8 = 4400,0.

La question inverse se résout avec la même facilité. Un vase peut contenir 7500 grammes de mercure; le rapport du poids de volumes égaux de mercure et d'eau est 13,59, donc le vase en

question contiendrait un nombre de grammes d'eau égal à $\frac{7500}{13,59}$. Or, le gramme d'eau occupe 1 centimètre cube; donc $\frac{7500}{13,59}$ est l'expression du volume du vase en centimètres cubes.

Il est facile de généraliser ces résultats. On appelle poids spécifique d'un corps celui de l'unité de volume de ce corps. D'après cette définition entre les expressions numériques P et V du poids et du volume d'un corps et le nombre P qui en représente le poids spécifique, on a la relation P = VP.

Or, quelle que soit l'unité de volume adoptée, si l'on convient de prendre pour unité de poids celui de l'unité de volume d'eau, le nombre tabulaire π qui correspond à un corps quelconque indiquera le poids de l'unité de volume de celui-ci, ou, si l'on aime mieux, son poids spécifique. On voit dès lors comment les tables dont nous parlons conduisent à la connaissance de l'une des quantités P ou V, lorsque l'autre est donnée.

Si P est connu on aura $V = \frac{P}{\pi}$.
Si V est donné on aura $P = V\pi$.

Densité. — La densité d'un corps est la masse de l'unité de volume de ce corps. De cette définition il résulte que les densités des différentes substances sont entre elles comme leurs poids spécifiques, car des volumes égaux de ces substances ont des masses proportionnelles à leurs poids. Par suite, les tables qui donnent les poids spécifiques des corps en font aussi connaître les densités relatives, et pour cette raison, on les désigne souvent sous le nom de tables de densité. Seulement, il ne faut pas oublier qu'elles ne donnent pas les densités absolues des corps, mais uniquement leurs rapports à celles de l'eau.

Enfin, si l'on prend l'unité de poids pour unité de force, et si en outre l'on choisit toujours les unités de poids et de volume de façon que le poids spécifique π de l'eau soit égal à 1, la densité d de ce liquide sera $\frac{1}{9,8088}$; car l'équation qui donne la valeur de la masse, savoir $\frac{P}{9,8088} = M$, devient $\frac{\pi}{9,8088} = d$, lorsque le volume du corps que l'on considère est 1.

Si dans ce cas π est égal à l'unité, d se trouve nécessairement égal à $\frac{1}{9,8088}$.

Dans les définitions précédentes nous avons implicitement supposé que le poids spécifique d'un corps ne dépend que de la nature de celui-ci. Cette hypothèse n'est pas absolument exacte. En effet, toutes les substances changent de volume lorsqu'on les chauffe, ou lorsqu'on les refroidit, et par suite leurs poids spécifiques éprouvent des variations correspondantes.

Il est donc indispensable de préciser la température à laquelle on doit placer l'eau pour que, sous l'unité de volume, elle ait un poids égal à l'unité; on a choisi celle de 4° parce que, à cette température, elle possède la plus grande densité qu'elle puisse avoir.

Quant aux autres corps, à moins que le contraire ne soit explicitement marqué, c'est à zéro qu'on doit les supposer ramenés pour qu'ils aient la pesanteur spécifique indiquée dans les tables.

Toutefois, dans ce qui va suivre, nous supposerons que toutes les opérations se font à 4°, et alors elles donneront seulement les poids spécifiques des corps relatifs à cette température. Nous négligerons aussi d'abord l'influence que l'air peut avoir dans ces déterminations en modifiant les poids des corps qui sont plongés dans son intérieur; mais plus tard nous verrons quelles corrections les résultats obtenus doivent subir pour se trouver ramenés aux conditions de notre définition.

§ 2. — DÉTERMINATION DES POIDS SPÉCIFIQUES.

Le plus souvent, dans la détermination des poids spécifiques, c'est à l'aide de balances ordinaires que l'on pèse les corps sur lesquels on opère et le volume d'eau qu'ils peuvent déplacer, quelquefois aussi on emploie d'autres appareils aérométriques; mais comme les procédés qui reposent sur l'emploi des balances sont ceux qui donnent le plus d'exactitude, nous les décrirons d'abord.

Procédé de la balance hydrostatique. — Un corps plongé dans un liquide perd de son poids une partie égale au poids du liquide déplacé.

Donc, pour prendre le poids spécifique d'un corps solide, on le pèse dans l'air et puis dans l'eau. Soit P le poids obtenu dans le premier cas, et ρ la diminution que ce poids éprouve par le fait de l'immersion, $\frac{P}{\rho}$ sera le poids spécifique cherché. Pour trouver ρ, on accroche le corps au-dessous de l'un des plateaux d'une balance, avec un fil très-fin, et après lui avoir fait équilibre, on le force à plonger dans l'eau; le fléau s'incline du côté de la tare. Alors on rétablit l'horizontalité en ajoutant un poids convenable dans le plateau qui se soulève; ce poids est précisément égal à ρ.

S'il s'agit d'un liquide, alcool, par exemple, on suspend une petite masse de verre A au-dessous d'un des plateaux d'une balance; on lui fait équilibre; puis, on la plonge dans le liquide à essayer, et l'on voit quelle perte elle éprouve, en cherchant le poids P qu'il faut ajouter dans le plateau au-dessous duquel elle est suspendue, pour rétablir l'horizontalité du fléau. On opère de même en plongeant la masse de verre dans l'eau, soit P' la nouvelle perte de poids.

P et P' sont les poids de volumes égaux d'eau et d'alcool, et $\frac{P}{P'}$ est le poids spécifique de ce dernier. Cette méthode, employée par Mersenne et Boyle, est d'un excellent usage. Il convient seulement de substituer à la masse de verre solide A une ampoule de cette substance lestée avec du mercure.

Cas où le corps est plus léger que l'eau. — Lorsqu'il s'agit de corps solides plus légers que l'eau, la méthode d'immersion semble n'être plus applicable; voici, dans ce cas, comment opérait Mussembroëck, t. II, p. 235 : « Je prends, dit-il, un vase de verre tel que A (fig. 163), que je suspends au bras d'une balance. Je couvre l'ouverture de ce vase avec une petite grille de métal C. Je plonge ce vase dans l'eau, et je le mets en équilibre avec un contre-poids E (fig. 661), attaché au-dessous du plateau opposé de la balance. Je place après cela le corps que je veux éprouver dans le bassin au-dessous duquel le vase A est suspendu, et je cherche son poids dans l'air en mettant un contre-poids suffisant dans le bassin opposé de la balance : lorsque j'ai trouvé le poids que je cherchais, je mets ce corps dans le vase de verre et l'y retiens par le moyen de la petite grille. Alors ce corps et le vase de verre sont plongés dans l'eau, et je mets des poids dans le bassin qui leur répond jusqu'à ce que j'aie rétabli l'équilibre. » Ce poids représente évidemment celui de l'eau déplacée par le corps; on a donc tout ce qu'il faut pour calculer la densité cherchée. « Les bulles d'air qui pouvaient être attachées au corps s'échappent par les trous de la petite grille, et cela est important, car si elles lui restaient adhérentes elles pourraient occasionner des erreurs, en accroissant le volume d'eau qu'il déplace. »

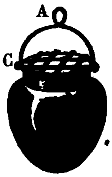


Fig. 163.

Problème d'Archimède. — Quand on connaît les poids spécifiques de deux substances différentes, et le poids absolu d'un mélange ou alliage de ces deux corps, on peut déterminer les proportions relatives dans lesquelles ils s'y trouvent, pourvu toutefois que le mélange ait lieu sans contraction : en effet, soient x et y les

poids inconnus des éléments, d et d' leurs poids spécifiques, P et D le poids absolu et le poids spécifique du mélange, la somme des volumes de x et de y étant, par hypothèse égale au volume de P, on a

$$\frac{P}{D} = \frac{x}{d} + \frac{y}{d'},$$

d'autre part on a aussi $P = x + y$.

De ces deux équations on déduit

$$\frac{P}{D} = \frac{P-y}{d} + \frac{y}{d'} \quad P\left(\frac{1}{D} - \frac{1}{d}\right) = y\left(\frac{1}{d'} - \frac{1}{d}\right)$$

$$y = P.\frac{d-D}{Dd} : \frac{d-d'}{d.d'} = P\frac{d-D}{d-d'} \times \frac{d'}{D}.$$

$$x = P\left(1 - \frac{d-D}{d-d'} \times \frac{d'}{D}\right) = P\,\frac{(d-d')\,D - \{d-D\}\,d'}{(d-d')\,D} = P\,\frac{(D-d')\,d}{(d-d')\,D}$$

Il paraît qu'Archimède suivit cette méthode pour découvrir la proportion d'argent que l'orfévre de Syracuse avait introduite dans la couronne du roi Hiéron. Enfin, si l'on en croit Vitruve, pour trouver les valeurs de d, d' et D, le grand géomètre chercha directement les volumes d'eau qu'il faisait sortir d'un vase exactement plein de ce liquide, en y plongeant d'abord la couronne, puis des poids d'or et d'argent égaux entre eux et celui de la pièce dont il voulait connaître le titre.

Soient V, V' et V'' ces volumes, et P le poids connu,

$$\frac{P}{V} \quad \frac{P}{V'} \quad \frac{P}{V''}$$

seront respectivement égaux à D, d et d', ainsi que nous l'avons établi plus haut.

Procédé de Klaproth. — Quand les dimensions d'un corps sont suffisamment petites, on peut commodément mesurer le poids ou le volume de l'eau qu'il déplace en employant une méthode adoptée par Klaproth dans les nombreuses déterminations de poids spécifiques qu'il exécuta vers la fin du dernier siècle.

Après avoir pesé le corps sur lequel on opère, on le place dans un des plateaux d'une balance à côté d'un flacon plein d'eau (fig. 164), et fermé par un bouchon à l'émeri; ce bouchon doit être percé en son centre d'un petit trou capillaire jusqu'au sommet du-

quel s'élève le liquide intérieur. Quand l'équilibre est bien établi, on enlève le flacon de dessus le plateau ; on y fait entrer le corps, et après l'avoir essuyé, on le remet en place : on voit alors ce qu'il faut ajouter de poids dans le plateau où il se trouve, pour ramener le fléau de la balance à l'horizontalité. Ce poids π, pèsera exactement autant que l'eau déplacée ; et comme d'ailleurs on connaît le poids P du corps, on a tout ce qu'il faut pour trouver la valeur numérique du quotient $\frac{P}{\pi}$ que l'on cherche à obtenir.

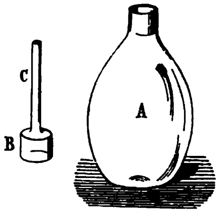


Fig. 164.

Quand le corps à éprouver est en petits fragments ou en poudre, il faut, comme nous le marquions tout à l'heure, avoir grand soin de faire échapper toutes les bulles d'air qui pourraient lui rester adhérentes. On y arrive en laissant, après l'introduction du corps, le flacon débouché sous le récipient de la machine pneumatique, et cela pendant un temps assez long. On peut encore, si l'on n'a point de machine pneumatique, chauffer le petit appareil jusque vers une centaine de degrés, et le maintenir quelque temps à cet état. Le dégagement des bulles s'opère alors beaucoup plus facilement.

Cas des liquides. — L'emploi d'un flacon peut être aussi fort commode pour déterminer le poids spécifique d'un liquide.

On pèse le flacon : 1° plein d'air, 2° plein du liquide, 3° plein d'eau.

Soient P, P', P'' les trois poids obtenus :

$$P' - P \text{ est le poids du liquide qui remplit le flacon ;}$$

$$P'' - P \text{ celui de l'eau ;}$$

$$\frac{P' - P}{P'' - P} \text{ est le résultat cherché.}$$

Il faut évidemment que dans les deux dernières pesées le flacon soit exactement rempli de la même manière. Or, on peut satisfaire à cette condition de la manière suivante :

1° Le bouchon du flacon est conique comme en la figure 363, exactement rodé à l'émeri, et enfin percé en son centre d'un canal capillaire. Le flacon étant rempli, on met le bouchon en place, en ayant soin que, dans les opérations successives, il s'enfonce bien

au même point. L'excédant du liquide s'échappe par le canal capillaire, qui reste plein jusqu'en haut. Lorsqu'on veut opérer à une température bien définie, quoique différente de celle du laboratoire où l'on se trouve, ce qu'il y a de mieux est d'employer le flacon dont M. Regnault a fait connaître l'usage. La figure 166

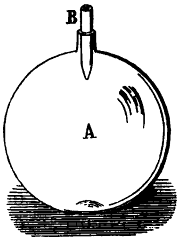


Fig. 165.

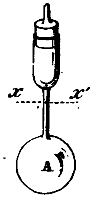


Fig. 166.

représente celui qui sert à prendre les densités des liquides. Le col présente un étranglement sur lequel est marquée une fine division. On met le flacon dans un bain de température fixe, un bain de glace pilée, par exemple; puis on s'arrange de manière à faire affleurer le liquide en xx'; on y arrive en enlevant l'excédant avec une pipette ou un peu de papier buvard. L'affleurement étant bien exactement obtenu, on sort le flacon du bain, on l'essuie, et on fait les pesées quand l'appareil a repris la température des corps ambiants.

§ 3. — ARÉOMÈTRES.

Aréomètres à poids constants. — Il est quelquefois utile de déterminer approximativement le poids spécifique d'un liquide dans des circonstances où la méthode précise que nous avons précédemment exposée, serait difficilement applicable. Plus souvent encore on a besoin de reconnaître rapidement si une liqueur possède un degré de concentration convenable pour l'usage auquel elle doit être employée.

Hydroscope des anciens. — Dans le but d'arriver commodément à la solution de ces questions, les anciens avaient imaginé des appareils que l'on a perfectionnés depuis et que l'on connaît maintenant sous le nom d'aréomètres. On les appelait alors baryllions ou hydroscopes. L'évêque Synesius, de Ptolémaïs, qui vivait au IVe siècle de notre ère, en parle tout au long dans une lettre

qu'il écrivait à la savante Hypathia d'Alexandrie, et plus anciennement encore, ces appareils avaient été décrits avec grand soin dans un poëme composé par Rhemnius Palœmon, contemporain de Tibère. Cet auteur en attribue l'invention à Archimède. Voici à peu près la traduction du passage où il fait connaître à la fois et la construction et la théorie de ces instruments.

« On fabrique, en argent ou en cuivre très-mince, un cylindre dont la longueur égale la distance qui sépare les nœuds d'un roseau fragile; on charge intérieurement sa partie inférieure d'un faible poids de forme conique, qui l'empêche de flotter horizontalement ou de surnager tout entier; une ligne tres-fine, tirée sur la surface, porte des divisions égales...

« Avec cet instrument on peut connaître le poids de chaque liquide; car dans une liqueur peu dense le cylindre enfonce davantage; dans celle qui est plus pesante on voit surnager un plus grand nombre de ses divisions[1]... »

On peut préciser davantage : si le tube est bien cylindrique, le rapport des nombres n et n' de divisions dont il enfonce dans deux liqueurs différentes est l'inverse de celui de leurs poids spécifiques ρ et ρ'. En effet, soit u le volume de chacune des divisions, et P le poids de l'appareil.

Dans chaque cas lors de l'équilibre, le liquide déplacé pèse autant que l'aréomètre entier; on a donc les deux équations

$$nu\rho = P \quad \text{et} \quad n'u\rho' = P$$

d'où

$$n\rho = n'\rho' \qquad \frac{n}{n'} = \frac{\rho'}{\rho}.$$

Volumètres. — Les volumètres actuels (voir fig. 167) ne diffèrent réellement pas des hydroscopes que nous venons de décrire. La tige est bien cylindrique et divisée en longueurs égales; seulement, pour en diminuer la longueur, on la termine par une boule creuse lestée au moyen d'un peu de mercure.

Ainsi modifiés, ces instruments ne pourraient pas servir à peser des liquides trois ou quatre fois plus denses que l'eau; mais ce n'est point là un véritable inconvénient, parce qu'on n'a jamais l'occasion de les employer à cet usage.

1. Ducitur argento, tenuive ex ære cylindrus,
Quantùm inter nodos fragilis producit arundo.
Cui cono interius modico pars ima gravatur,
Ne totus sedeat, totusve supernatet undis...
.... Hoc, cujusque potes pondus spectare liquoris.
Nam si tenuis erit, majori immergitur undâ;
Sin gravior, plures modulos super esse notabis... etc., etc.

Graduation. — Pour les graduer, après avoir déterminé le point où ils affleurent dans l'eau et marqué 100 en ce point, on les plonge dans une autre liqueur dont le poids spécifique soit $\frac{4}{3}$. La partie plongée dans ce nouveau liquide n'est que les trois quarts du volume total jusqu'à 100. On marque 75 au point d'affleurement; puis, on divise en 25 parties l'intervalle de ce trait à celui que l'on a d'abord déterminé, et l'on prolonge la graduation dans les deux sens : chaque division est $\frac{1}{100}$ du volume de l'appareil jusqu'au trait marqué 100.

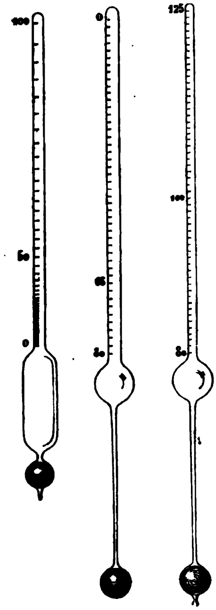


Fig. 167. Fig. 168. Fig. 169.

On peut encore, après avoir déterminé le point 100, charger l'appareil d'un poids égal au cinquième de ce qu'il pesait d'abord; alors il s'enfonce nécessairement davantage, et de manière que le volume de la partie immergée soit les $\frac{6}{5}$ de ce qu'il était d'abord. On marque donc 120 au nouveau point d'affleurement, et l'on achève la division comme précédemment.

Il est commode de prendre, pour les poids additionnels qui servent à la graduation, un fil métallique que l'on introduit dans l'instrument avant de le fermer, et que l'on peut retirer ensuite. De cette manière, ce nouveau poids ne plonge pas directement dans l'eau pendant l'expérience, ce qui est une condition essentielle.

Pèse-liqueurs. — Les pèse-liqueurs ordinairement employés sont les aréomètres de Beaumé, celui de Cartier, et surtout l'alcoomètre centésimal de M. Gay-Lussac.

Leur forme est à peu près la même, mais leur mode de graduation est différent. Dans tous les cas, comme nous le démontrerons plus loin, tous ceux d'une même espèce sont comparables entre eux.

Le pèse-acide de Beaumé (fig. 168) est destiné à titrer des liquides plus denses que l'eau. Dans ce liquide, à la température de 15°, il doit s'enfoncer jusqu'à la partie supérieure : on marque 0 en ce

point; on marque ensuite 15 au point de la tige qui affleure dans une solution formée de 85 parties d'eau contre 15 de sel marin. L'acide sulfurique concentré marque 66 à cet appareil.

Un autre aréomètre du même auteur est destiné à vérifier la valeur des liqueurs alcooliques. Pour graduer ce nouvel appareil, on marque 0 au point où il s'enfonce dans une solution de 10 de sel contre 90 d'eau, et 10 à l'endroit où il afflue dans l'eau pure. Enfin on divise l'intervalle de ces deux points en dix parties égales et l'on prolonge la division au-dessus du zéro qui doit être peu distant de la boule.

Quant à l'aréomètre de Cartier, les règles de sa graduation ne sont pas bien précises. Les constructeurs le fabriquaient sur des modèles donnés par la régie. Ils sont actuellement remplacés par l'alcoomètre centésimal dont nous allons indiquer la construction, après avoir toutefois démontré que tous les aréomètres d'une même espèce sont comparables entre eux, quelque différents qu'ils puissent être dans leurs formes ou dans leurs volumes.

Soit, par exemple, V le volume d'un pèse-acide de Beaumé jusqu'au zéro, soit V′ le volume jusqu'au 15ᵉ degré, et D le poids spécifique de la liqueur salée où on le plonge pour déterminer ce 15ᵉ degré ; comme le poids spécifique de l'eau est égal à l'unité, on a

$$\frac{V'}{V} = \frac{1}{D} \quad \frac{V-V'}{V} = \frac{D-1}{D},$$

et si l'on appelle α le volume d'une division

$$\frac{\alpha}{V} = \frac{D-1}{15.\ D.}$$

Pour tous les pèse-acides, $\frac{\alpha}{V}$ est donc constant, et par suite encore, pour tous les aréomètres, le volume compris jusqu'à une même division est une fraction constante du volume total.

D'où l'on conclut enfin que dans un même liquide tous les aréomètres plongeront jusqu'au même trait, puisque la partie plongée devra être dans tous une même fraction du volume entier de l'instrument.

Alcoomètre centésimal. — « L'alcoomètre centésimal est, quant à la forme, un aréomètre ordinaire. Il est gradué à la température de 15° ; son échelle est divisée en 100 parties ou degrés dont chacune représente $\frac{1}{100}$ d'alcool *en volume*, la division 0 correspond à l'eau pure et la division 100 à l'alcool absolu. Plongé dans

un liquide spiritueux à 15°, il en fait connaître immédiatement la force ou richesse en alcool. Par exemple, si, dans une eau-de-vie supposée à la température de 15° il s'enfonce jusqu'à la division 50, il avertit par cela même qu'elle contient 50 centièmes de son volume en alcool pur[1]. »

Les degrés de l'alcoomètre ne sont pas égaux, il s'en faut de beaucoup. Ceux qui répondent aux liqueurs riches en esprit sont beaucoup plus grands que ceux qui avoisinent le zéro. (fig. 167.)

Pour graduer un appareil type on prépare une série de liquides qui sont : le premier, de l'eau pure; le second, un mélange de neuf volumes d'eau contre un d'alcool; le troisième, huit volumes d'eau contre deux d'alcool, et ainsi de suite. On plonge successivement l'aréomètre dans ces liqueurs de richesses différentes, et l'on marque 0, 10, 20, 80, 85, 90, 95, 100 aux points d'affleurement, et on divise en dix ou cinq parties égales les intervalles des degrés ainsi obtenus, dans ces liqueurs titrées à l'avance.

Une fois que l'alcoomètre étalon est ainsi gradué, pour en construire d'autres il suffit de déterminer directement deux points de leurs échelles, 90 et 70 par exemple; car alors les intervalles de 90 à 85, à 80, à 75, à 60, etc., seront entre eux dans les rapports où ils sont sur l'alcoomètre normal; on pourra donc les déterminer par de simples échelles de proportionnalité d'après les règles ordinaires de la géométrie.

Dans l'usage, il faut bien remarquer que la graduation n'est valable qu'à la température de 15° à laquelle on l'a faite. Dans tous les autres cas on doit avoir recours à des tables de correction faites par M. Gay-Lussac, et qui donnent immédiatement, pour chaque température, ce qu'il faut ajouter ou retrancher au degré pour avoir celui que l'on aurait réellement obtenu si l'on eût éprouvé la liqueur à 15°.

Aréomètre à volume constant. — Les aréomètres que nous venons de décrire conservent toujours le même poids dans toutes les opérations auxquelles on les emploie; seulement, dans les différents liquides qu'ils servent à peser, ils s'enfoncent de quantités différentes. Pour cette double raison, on les nomme aréomètres à poids constant et à volume variable.

Il en existe d'autres qu'on appelle aréomètres à volume constant et à poids variable. Ils servent, non plus à titrer des liqueurs, mais à prendre réellement des densités.

Aréomètre de Fahrenheit. — Fahrenheit, dans les premières

1. Gay-Lussac, *Instruction sur l'alcoomètre centésimal.*

années du XVIII[e] siècle, imagina celui qui est employé pour les liquides. Il est représenté sur la figure 170 ; l'ampoule inférieure C contient le lest qui rend l'appareil bon flotteur. Quant à la capsule A, elle est destinée à recevoir des poids à l'aide desquels on force l'appareil à s'enfoncer jusqu'au point d'affleurement D, dans les différents liquides dont on veut prendre les densités. Voici comment on opère : après avoir déterminé une fois pour toutes le poids P de l'instrument, on cherche ceux que l'on doit ajouter pour le faire affluer, 1° dans l'eau ; 2° dans la liqueur que l'on éprouve. Soit P′ et P″ ces nouveaux poids. D'après le principe d'Archimède, P + P″ et P + P′ indiquent ce que pèsent des volumes de liquide et d'eau respectivement égaux à celui de l'appareil jusqu'au point D, et par suite $\frac{P + P''}{P + P'}$ est la densité cherchée.

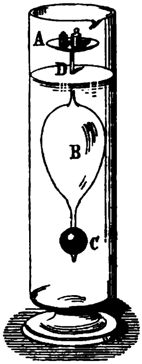


Fig. 170.

Balance de Nicholson. — L'aréomètre ou balance de Nicholson est un autre aréomètre à volume constant, que l'on emploie spécialement pour prendre des densités des corps solides. Comme il ne doit jamais plonger dans d'autres liquides que l'eau pure, on le fait en cuivre ou en fer-blanc vernissé ; la forme est du reste assez semblable à celle de l'aréomètre de Fahrenheit, mais les dimensions sont plus considérables, et la corbeille C qui contient le lest est légèrement concave à la partie supérieure. (fig. 171.)

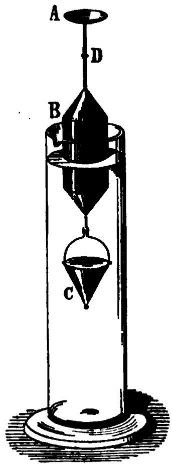


Fig. 171.

Il est inutile de connaître le poids de l'instrument ; mais il faut déterminer soigneusement celui qui le fait affleurer dans l'eau ; soit ce poids, P.

Pour déterminer la densité d'un corps solide on en prend un fragment M dont le poids soit inférieur à P, et après l'avoir placé dans la capsule A, on cherche le poids p qu'il y faut ajouter pour obtenir l'affleurement dans l'eau. Ceci fait, on enlève M de la capsule supérieure et on le met sur la corbeille inférieure C. Pour forcer de nouveau l'aréomètre à s'enfoncer dans l'eau jusqu'au point D, il faudra évidemment ajouter en A un poids p' supérieur à p, puisque, dans l'eau, le corps M pèse moins que dans l'air.

Les différences $P - p$ et $p' - p$ sont égales, la première au poids du corps, la seconde, à l'excès $(P - p) - (P - p')$ de ce qu'il pèse dans l'air sur ce qu'il pèse dans l'eau, c'est-à-dire au poids de l'eau qu'il déplace.

Et par suite enfin le quotient $\frac{P - p}{p' - p}$ représente la densité du corps A.

Pour transporter l'aréomètre, on l'enferme ordinairement dans un étui de fer blanc qui sert, lors des opérations, à contenir l'eau dans laquelle on fait flotter l'instrument.

Quand les corps soumis aux observations peuvent s'imbiber d'eau, on en prend la densité après les avoir mis en demeure de se saturer de ce liquide. Il est toujours facile, en outre, de les peser dans l'air successivement secs et humides, et par suite de mesurer la quantité d'eau qui les pénètre.

En retranchant le poids de cette dernière de celui du corps humide, on connaît le poids du corps sec, et en divisant celui-ci par le poids de l'eau que le corps imbibé déplace, on a la densité rapportée au volume apparent.

Si l'on voulait avoir la densité rapportée au volume réel, il faudrait, dans la dernière opération que nous venons d'indiquer, retrancher du poids qui sert de diviseur, celui de l'eau qui pénètre, lors de l'imbibition, dans l'intérieur de la substance poreuse.

§ 4. — DE L'INFLUENCE DE L'AIR DANS LES PESÉES.

L'air sec à la pression de $0^m\,76$ et à la température $0°$, pèse 773 fois moins que l'eau sous même volume ; par suite, dans ces circonstances, les corps qui ont la même densité que l'eau, ou à peu près perdent entre $\frac{1}{700}$ et $\frac{1}{800}$ de leur poids par le seul fait de leur immersion dans l'air, c'est-à-dire environ $1^g,3$ par kilog.

La perte est proportionnellement plus grande pour les substances de moindre densité, comme le liége, et plus petite au contraire pour celles dont la densité est plus considérable, comme le fer, l'argent, le plomb, l'or, le platine.

Dans tous les cas, on voit qu'il s'en faut de beaucoup qu'elle soit de l'ordre de grandeur des erreurs possibles des observations. Elle est souvent beaucoup au-dessus de cette limite.

Comment doit-on en tenir compte dans les pesées des corps, et en particulier dans la détermination de leurs densités ?

Nous ferons remarquer d'abord que, si l'on désigne par P le poids absolu d'un corps, par D son poids spécifique dans les circonstances où l'on opère, et par δ celui de l'air dans les mêmes circonstances, $\frac{P}{D}$ sera son volume, et $\frac{P}{D}\delta$ le poids de l'air déplacé; par suite $P - \frac{P}{D}\delta = P\left(1 - \frac{\delta}{D}\right)$ sera le poids du corps dans l'air.

Nous rappellerons ensuite que les poids marqués dont on fait usage dans les pesées sont, d'après la manière dont on les ajuste, échantillonnés à leur valeur réelle; c'est-à-dire que le numéro qu'ils portent indique ce qu'ils pèsent dans le vide.

Supposons d'après cela qu'un corps de poids inconnu x et de poids spécifique D soit équilibré dans l'air par un poids de cuivre marqué π. Si l'on représente par Δ le poids spécifique du cuivre, on aura, pour déterminer x, la relation

$$x\left(1 - \frac{\delta}{D}\right) = \pi\left(1 - \frac{\delta}{\Delta}\right).$$

Influence de l'air dans la détermination des densités.— D'après cette simple considération, il est très-facile de calculer l'influence que l'air peut avoir dans la détermination des poids spécifiques.

Premier cas. — Supposons qu'il s'agisse de corps solides, et admettons que l'on emploie la méthode fondée sur le principe d'Archimède.

Soit P le poids absolu du corps. Lorsqu'après avoir attaché ce dernier au-dessous du plateau d'une balance et l'avoir équilibré dans l'air, on le fait plonger dans l'eau, le fléau s'incline. Soit π' le poids nécessaire pour rétablir l'équilibre. Soient toujours en outre, δ, D et Δ les poids spécifiques de l'air, du corps et de la substance dont les poids sont faits, et enfin d celui de l'eau.

Le corps plongé dans l'eau pèse $P\left(1 - \frac{d}{D}\right)$

Le poids échantillonné π' pèse dans l'air $\pi'\left(1 - \frac{\delta}{\Delta}\right)$

La somme de ces deux quantités fait équilibre à la tare qui équilibrait le corps lui-même plongé dans l'air, donc

$$P\left(1 - \frac{d}{D}\right) + \pi'\left(1 - \frac{\delta}{\Delta}\right) = P\left(1 - \frac{\delta}{D}\right)$$

ou

$$(1)\quad \pi'\left(1 - \frac{\delta}{\Delta}\right) = P\left(\frac{d - \delta}{D}\right).$$

Soit π le poids marqué qui dans l'air équilibre P, on a

$$(2)\quad \pi\left(1-\frac{\delta}{\Delta}\right)=P\left(1-\frac{\delta}{D}\right)$$

donc, en divisant (2) et (1) terme à terme,

$$\frac{\pi}{\pi'}=\frac{1-\frac{\delta}{D}}{\frac{d-\delta}{D}}=\frac{D-\delta}{d-\delta}$$

ou, si l'on suppose $d=1$ comme nous le faisons d'ordinaire,

$$D=\frac{\pi}{\pi'}+\delta\left(1-\frac{\pi}{\pi'}\right)$$

D est le poids spécifique du corps, et, dans les conditions où l'on opère, $\frac{\pi}{\pi'}$ est la valeur approchée que l'on trouverait si on négligeait de faire la correction.

L'expression de cette dernière se présente toujours sous la même forme, quelle que soit la méthode employée pour la détermination de la densité.

Deuxième cas. — Supposons qu'on opère avec le flacon de Klaproth. Soit M le poids de ce flacon plein d'eau, V son volume, P le poids du corps, Q celui de la tare, et V′ son volume. Puisque le corps et le flacon plein d'eau placés dans le même plateau font équilibre à la tare, on a la première équation

$$(3)\quad P\left(1-\frac{\delta}{D}\right)+M-V\delta=Q-V'\delta$$

Si maintenant on fait entrer le corps dans le flacon, on en chasse un poids d'eau égal à $\frac{Pd}{D}$. Il faut alors, pour rétablir l'équilibre, ajouter un poids π' dans le plateau qui les contient, et l'on a la seconde équation

$$(4)\quad M-P\frac{d}{D}+P-V\delta+\pi'\left(1-\frac{\delta}{\Delta}\right)=Q-V'\delta\ ^{1}$$

Des équations 3 et 4 on déduit

$$(5)\quad P\left(1-\frac{\delta}{D}\right)+M-V\delta=M-P\frac{d}{D}+P-V\delta+\pi'\left(1-\frac{\delta}{\Delta}\right)$$

1. L'équation 4 suppose égaux les bras de levier de la balance mais les raisonnements et les résultats sont évidemment indépendants de cette hypothèse.

ou, après simplification,

$$(6)\ P\frac{d-\delta}{D}=\pi'\left(1-\frac{\delta}{\Delta}\right).$$

Introduisons dans cette équation le poids π qui ferait dans l'air équilibre à P. Il est donné par la relation

$$(7)\ P\left(1-\frac{\delta}{D}\right)=\pi\left(1-\frac{\delta}{\Delta}\right).$$

En divisant cette équation par la précédente, on a

$$\frac{\pi}{\pi'}=\frac{D-\delta}{d-\delta}\ \text{d'où}\ \frac{D}{d}=\frac{\pi}{\pi'}+\frac{\delta}{d}\ \left(1-\frac{\pi}{\pi'}\right)$$

ou si l'on suppose $d=1$, il vient comme précédemment.

$$D=\frac{\pi}{\pi'}+\delta\left(1-\frac{\pi}{\pi'}\right)$$

Troisième cas. — Dans les cas où il s'agit de liquides, si l'on appelle π et π' les poids apparents du flacon successivement plein de ceux que l'on considère et π'' celui du même flacon plein d'air. — Si l'on appelle en outre x, x', x'' les poids réels et V le volume extérieur du flacon, on a

$$x-V\delta=\pi\left(1-\frac{\delta}{\Delta}\right)$$

$$x'-V\delta=\pi'\left(1-\frac{\delta}{\Delta}\right)$$

$$x''-V\delta=\pi''\left(1-\frac{\delta}{\Delta}\right)$$

d'où

$$\frac{x-x''}{x'-x''}=\frac{\pi-\pi''}{\pi'-\pi''}.$$

Si l'on appelle U le volume intérieur du flacon, D la densité du liquide, d celle de l'eau, on a

$$\frac{x-x''}{x'-x''}=\frac{U\ (D-\delta)}{U\ (d-\delta)}.$$

Ainsi on arrive encore à la relation

$$\frac{D}{d}=\frac{\pi-\pi''}{\pi'-\pi''}+\frac{\delta}{d}\left(1-\frac{\pi-\pi''}{\pi'-\pi''}\right)$$

ou, si l'on fait $d = 1$,

$$D = \frac{\pi - \pi''}{\pi' - \pi''} + \delta \left(1 - \frac{\pi - \pi''}{\pi' - \psi''}\right)$$

c'est-à-dire que pour passer de la densité apparente à la densité réelle, on a toujours à opérer de la même manière.

Stéréomètre de M. Say. — M. Say a publié dans le tome XXIII des *Annales de Chimie*, en 1797, une méthode qui permet de mesurer fort simplement le volume d'un corps solide, et cela sans qu'il soit besoin de le plonger dans un liquide de poids spécifique connu.

Voici en quoi elle consiste : à l'extrémité d'un tube de verre *ab* divisé en parties de capacités égales, on soude ou l'on fixe d'une manière quelconque un entonnoir de verre *a* dont le bord est bien dressé, et qui peut par conséquent être exactement fermé par un obturateur *c* (fig. 172).

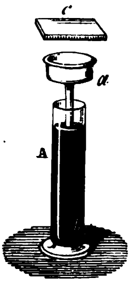


Fig. 172.

L'appareil ainsi disposé, avant de placer l'obturateur, on enfonce le tube dans un bain de mercure jusqu'en un trait α, voisin de l'origine de l'entonnoir ; on ferme alors ce dernier et on soulève le tout, de manière que le mercure monte dans le tube jusqu'en un autre trait β, distant du niveau de l'éprouvette, d'une quantité égale à h. Si alors on mesure la hauteur barométrique H, on a tous les éléments nécessaires pour calculer le volume x de l'entonnoir jusqu'en α. Soit en effet v celui de la portion $\alpha\beta$ du tube ; puisque l'air primitivement renfermé dans l'entonnoir sous la pression H occupe maintenant un volume $x + v$ sous la pression $H - h$, on a, d'après la loi de Mariotte,

$$\frac{x}{x + v} = \frac{H - h}{H}$$

ou bien

$$xH = xH - hx + vH - vh$$

et par suite.

$$hx = v\,(H - h)$$

$$x = \frac{v\,(H - h)}{h}$$

Si l'on recommence la même opération après l'introduction du corps dans l'entonnoir, on obtiendra le volume x' de la capacité

restante, et la différence $x - x'$ sera évidemment celui du corps introduit.

Volumenomètre de M. Regnault. — M. Regnault a modifié le procédé de M. Say, de manière à le rendre d'une application à la fois plus commode et plus sûre.

L'appareil se compose d'un ballon A (fig. 173) destiné à recevoir la substance dont on veut mesurer le volume, et d'un manomètre à deux branches muni à sa partie inférieure d'un robinet qui permet d'établir la communication entre elles, ou de faire seulement couler au dehors le mercure contenu dans *ab*.

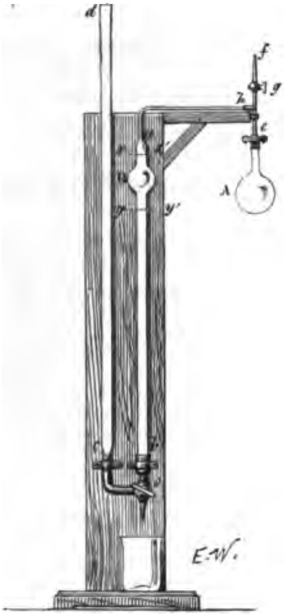


Fig. 173.

Cette branche *ab* présente vers sa partie supérieure un renflement sphérique B, et l'on a tracé sur sa surface deux traits de repère en xx' et en yy'.

Le ballon A peut être adapté au manomètre à l'aide d'une monture métallique dont la figure indique suffisamment la disposition.

Enfin des jaugeages au mercure font connaître très-exactement le volume du ballon et celui des portions du manomètre comprises, 1° depuis la monture jusqu'en xx'; 2° depuis xx' jusqu'en yy'. Soit u ce dernier, volume et V celui du ballon et du tube jusqu'en xx'.

Pour prendre le poids spécifique d'une substance, on en introduit dans le ballon une quantité assez considérable pour occuper environ la moitié de la capacité de ce dernier. En pesant le ballon avant et après cette introduction, on a le poids de la matière introduite. Cela fait, on ajuste le ballon à l'appareil manométrique, et on laisse ouvert le robinet v; on verse alors du mercure dans le manomètre jusqu'au trait de repère xx', les deux colonnes sont de niveau. On ferme le robinet g quand on suppose l'équilibre de température établi dans le ballon, et l'on fait couler le mercure en ouvrant le robinet o de manière à amener le niveau en yy'. On

mesure alors la différence h des deux niveaux et la hauteur barométrique H. Si l'on appelle x le volume inconnu de la substance introduite, on a évidemment, d'après la loi de Mariotte,

$$\frac{V-x}{V-x+u}=\frac{H-h}{H};\ \text{d'où l'on tire } x=V-\frac{u(H-h)}{h}.$$

Le volume et le poids du corps étant ainsi déterminés, on en obtient sans peine le poids spécifique.

Tableau des poids spécifiques de quelques substances. — Nous transcrivons dans le tableau suivant les poids spécifiques d'un certain nombre de substances solides et liquides. Nous avons choisi celles dont l'usage est le plus fréquent.

Tableau des poids spécifiques de quelques corps solides à zéro.

Platine laminé	22,669	Marbre	2,837
Platine purifié	19,50	Cristal de roche	2,653
Or fondu	19,5	Flint-glass	3,329
Mercure	13,596	Verre de Saint-Gobain	2,488
Argent fondu	10,5	Bois de hêtre	0,852
Cuivre en fil	8,87	Frêne	0,745
Laiton	8,393	Orme	0,800
Acier	7,8	Cèdre	0,561
Fer en barre	7,8	Peuplier ordinaire	0,383
Étain fondu	7,291	Liége	0,240
Zinc	6,861	Glace (eau gelée)	0,930
Diamant	3,531 3,501		

Tableau des poids spécifiques des liquides à zéro.

Eau distillée	0,9998
Eau de mer	1,0268
Acide sulfurique concentré	1,84
Alcool absolu	0,8151
Éther sulfurique	0,715
Huile essentielle de térébenthine	0,8697
Esprit de bois	0,8207
Sulfure de carbone	1,2931

Superposition des fluides de densités différentes. — Une goutte d'un liquide pesant tombe au fond d'un liquide spécifiquement moins lourd, absolument comme le ferait un corps solide placé dans les mêmes circonstances.

De là résulte que, si l'on mêle ensemble dans un même vase différents liquides de poids spécifiques notablement différents, mais incapables d'agir chimiquement les uns sur les autres, ils se

séparent rapidement et se disposent en couches homogènes; les plus denses occupent le fond du vase et les plus légers sont à la partie supérieure. Enfin quand l'équilibre est établi, les surfaces de séparation doivent être horizontales.

Supposons, en effet, que dans le vase V (fig. 174), une couche d'eau et une couche de mercure sous-jacente puissent demeurer en repos, en se touchant par une surface quelconque AMB. On ne troublerait évidemment pas leur équilibre si l'on pouvait, sans autre changement, les solidifier toutes deux, en exceptant toutefois les portions qui remplissent le canal étroit *abcd*, dont la branche horizontale *bc* perce en M la surface AMB. Mais alors, dans le tube vertical *ab*, il n'y aurait que de l'eau; en *cd*, au contraire, il se trouverait à la fois de l'eau et du mercure, et comme cette colonne mixte aurait la même hauteur que l'autre, elle devrait exercer sur sa base une pression plus considérable. Dès lors le liquide contenu dans le canal *bc*, pressé inégalement en deux sens différents, ne pourrait rester en repos, ce qui est contre l'hypothèse.

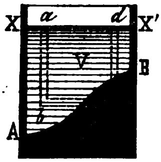


Fig. 174.

Cette démonstration suppose, il est vrai, que la surface supérieure de l'eau en XX' est horizontale; mais nous avons déjà légitimé cette assertion page 18; et enfin les considérations mêmes auxquelles nous venons d'avoir recours, en fourniraient au besoin une démonstration fort simple. Si en effet on suppose homogène le liquide contenu en V, il est évident que la colonne *bc* ne peut rester en équilibre à moins que les hauteurs *ba* et *cd* ne soient égales. La ligne *ad* est donc horizontale; et comme on pourrait raisonner de même à l'égard de toute autre droite tracée sur la surface XX', il en résulte bien que celle-ci est horizontale.

Fiole des quatre éléments. — On rend sensible aux yeux la loi de superposition des fluides de densités différentes, à l'aide d'un petit appareil depuis longtemps connu sous le nom de fiole des quatre éléments. Il consiste simplement en un tube ou flacon de verre dans lequel on met du mercure, de l'eau, de l'huile et de l'air (fig. 175). En agitant la fiole, on mélange ces quatre fluides, mais au bout d'un instant de repos, ils ont repris, les uns par rapport aux autres, les positions que déterminent leurs densités relatives.

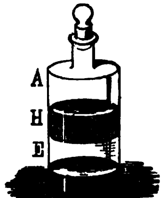


Fig. 175.

§ 5. — NIVEAU A BULLE D'AIR.

D'après ce qui précède, lorsqu'on enferme une bulle d'air dans un tube d'ailleurs plein de liquide, elle vient toujours se loger à la partie supérieure, à moins toutefois que le diamètre du tube ne soit assez étroit pour gêner complétement les mouvements des fluides qu'il renferme.

Cette remarque si simple a conduit à la construction d'un instrument extrêmement utile, dont nous allons donner la description. Il s'agit du niveau à bulle d'air.

On prend un tube de verre cylindrique (fig. 176), et on l'use intérieurement de manière à donner une légère courbure à l'une de ses arêtes AB. Cette courbure doit être circulaire, et l'on a, comme on le verra plus loin, des moyens de s'assurer que cette condition est en effet satisfaite.

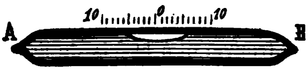


Fig. 176.

Le long de l'arête AB, on trace extérieurement des graduations équidistantes. Puis on met dans l'intérieur du tube un liquide qui ne le remplit pas exactement, en sorte qu'il reste une bulle d'air, laquelle occupe toujours la partie supérieure. Enfin on ferme le tube, et on le dispose dans une monture métallique, en s'arrangeant de manière que les dilatations n'apportent pas de changement aux courbures (fig. 177).

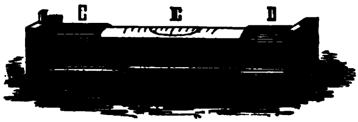


Fig. 177.

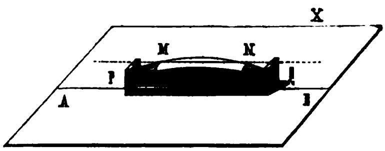


Fig. 178.

A l'aide de cet appareil, il est facile de s'assurer si une ligne AB, tracée dans un plan RX, est horizontale (fig. 178).

En effet, dans le cas où l'horizontalité existe, si l'on applique le niveau sur AB, son pied sera parallèle au plan qui termine le liquide à la partie supérieure, et la droite MN, qui joint les points où la surface du liquide rencontre alors la graduation, sera elle-même parallèle à AB. Or, comme les points M et N occupent, par rapport au pied de l'instrument, une position fixe, le parallélisme de MN et de AB subsistera encore si l'on retourne le niveau point pour point. Après le retournement MN sera donc encore horizontale, et le liquide intérieur s'arrêtera toujours à cette ligne.

Il en serait tout autrement si la ligne AB était oblique à l'horizon.

Pour mieux voir ce qui arriverait alors, supposons l'arc MN prolongé jusqu'au pied du niveau en P et Q (fig. 179).

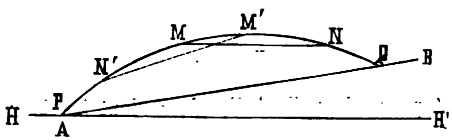


Fig. 179.

La ligne de niveau MN étant toujours horizontale, la distance MP serait plus grande que NQ. Après le retournement, le point M viendrait donc se placer en une position telle que M' et N descendrait au contraire en N'; M'N' ne pourrait donc plus être horizontale; et enfin les points M' et N' ne seraient plus ceux où le liquide viendrait toucher la graduation.

Lorsqu'en opérant ainsi l'on a reconnu que deux lignes tracées dans un plan sont horizontales, on peut affirmer que le plan est horizontal lui-même.

Dans la pratique, on marque sur le tube, par deux points de repère, les positions qu'occupent les extrémités de la bulle d'air lorsque le pied du niveau est horizontal. Ces repères restent sur l'instrument et permettent, dans les observations, d'éviter le retournement de l'appareil.

Pour reconnaître si la courbure du niveau est circulaire, et pour mesurer l'angle qui répond à une division de l'instrument, on emploie l'appareil représenté figure 179. Il est formé de deux plans PR et PQ réunis par une charnière P autour de laquelle l'un des deux PR peut tourner lorsqu'on soulève la vis micrométrique V qui traverse le second.

Les deux plans étant d'abord appliqués l'un sur l'autre, on rend

PR horizontal, et l'on y place le niveau dans une direction perpendiculaire à la charnière, puis on fait marcher la vis. Le milieu de la bulle se déplace alors; mais si la courbure est circulaire, sa

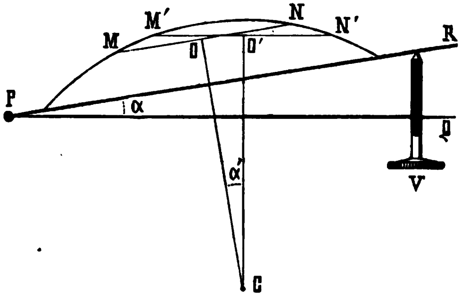


Fig. 180.

marche est proportionnelle à l'angle α dont les deux plans ont été écartés.

En effet, le niveau M'N' (fig. 180) fait toujours avec le plan mobile, et par suite avec la ligne MN, qui lui reste parallèle, un angle égal à α. α est donc l'angle des deux perpendiculaires élevées au milieu des cordes MN et M'N'. Or, si AB est une portion de circonférence, ces droites deviennent des rayons dont les extrémités déterminent précisément sur AB les positions qu'y occupe successivement la partie centrale de la bulle. Donc enfin la marche du milieu de celle-ci est proportionnelle à α.

Quant à l'angle α, il se mesure sans peine, car sa tangente trigonométrique est égale au quotient de QR par PQ; or, ces deux longueurs peuvent être connues avec grande précision. On peut donc déterminer en angle la valeur de chaque division du niveau; ou, en d'autres termes, trouver de quel angle s'incline le plan qui le porte, quand le milieu de la bulle varie d'une ou de plusieurs divisions. Dans quelques appareils très-sensibles, la bulle se déplace de $0^m,003$ pour une inclinaison de 1″ sexagésimale; mais on se contente souvent d'une moindre mobilité.

Pour reconnaître, à l'aide d'un niveau à bulle d'air, si un axe est vertical, on l'attache à une bague mobile autour de celui-ci; et l'on regarde si pendant une révolution complète la surface liquide touche toujours la graduation aux mêmes points *a* et *b* (fig. 180). Lorsque cette condition est satisfaite, l'axe est vertical; s'il était incliné à l'horizon, il serait impossible que

la ligne *ab* restât toujours sur le niveau du liquide ; car pendant le mouvement de la bague, elle décrit autour de VV' un cône dans lequel deux génératrices opposées, par exemple, ne peuvent être à la fois horizontales.

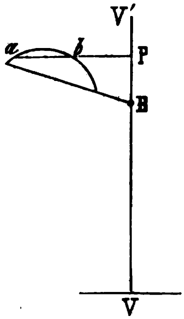


Fig. 181.

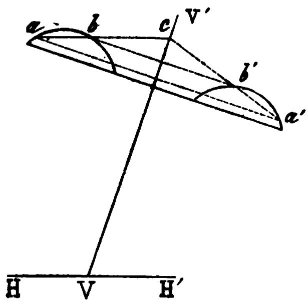


Fig. 182.

Enfin, si l'on voulait apprécier l'angle que l'axe fait avec la verticale, il faudrait chercher, par tâtonnements, la position pour laquelle la bulle s'écarte le plus du zéro dans un sens ; retourner l'appareil de 180°, et déterminer la nouvelle position de l'index.

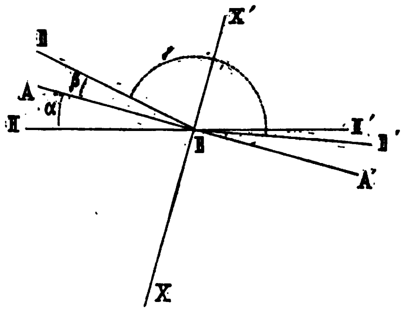


Fig. 183.

L'angle cherché est égal à la demi-somme ou à la demi-différence de ceux qui répondent aux écarts du milieu de la bulle. Soit par exemple (fig. 183) XX' l'axe et BD le pied du niveau, ou plus généralement une parallèle à ce pied passant par l'axe. Soit AB

une perpendiculaire à l'axe passant en B, et HH' une horizontale, faisons ABH = α, DBA = β : lorsque le niveau est en DB, son pied fait un angle $\alpha + \beta$ avec l'horizon, et si l'appareil est réglé, la bulle s'écarte du zéro de $(\alpha + \beta)\, i$, i étant l'écart pour 1°. Quand l'appareil aura tourné de 180° le pied sera à une distance de l'horizontale égale à $\alpha - \beta$, et la marche de l'index à partir du zéro sera $(\alpha - \beta)\, i$. La demi-somme des écarts est ici égale à α, c'est-à-dire à l'angle cherché, l'angle ABH = α étant évidemment égal à celui que l'axe fait avec la verticale (fig. 183). Le second cas se traiterait aussi facilement.

§ 6. — MÉLANGE DES GAZ.

Lorsque l'on introduit dans un même vase plusieurs fluides élastiques de densités différentes, les plus lourds commencent par s'accumuler en plus forte proportion à la partie inférieure; mais bientôt, au lieu de se séparer complétement en couches homogènes superposées suivant l'ordre de leurs poids spécifiques, ils se pénètrent parfaitement, et au bout d'un temps suffisant on trouve que les proportions dans lesquelles les gaz entrent dans le mélange sont exactement les mêmes aux différents points de la masse.

A l'appui de cette assertion, on cite ordinairement une expérience intéressante faite à l'Observatoire de Paris par Berthollet. Un flacon B et un ballon A furent disposés de manière que le col de l'un pût entrer exactement dans la tubulure de l'autre (fig. 184). Puis B ayant été rempli d'acide carbonique et A d'hydrogène, on ajusta l'un au-dessus de l'autre, de façon que le gaz le plus lourd occupât le récipient inférieur. Malgré cette précaution, et malgré le soin que l'on prit de mettre les deux gaz à l'abri de toute agitation et de tous changements de température, il arriva bientôt que l'hydrogène et l'acide carbonique se trouvèrent uniformément répandus dans les deux vases.

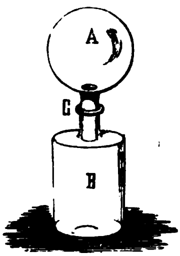


Fig. 184.

En général, lorsqu'on mêle ainsi différents fluides élastiques dépourvus d'action chimique réciproque, la pression du mélange est égale à la somme de celles que prendrait chaque gaz isolément si son volume devenait égal à celui qu'ils occupent tous ensemble. Pour s'en convaincre, on fait passer dans une éprouvette graduée sur le mercure des quantités de gaz qui occupaient des volumes

déterminés, sous des pressions connues. On mesure la force élastique et le volume de mélange, et l'on trouve que la loi est satisfaite.

Ainsi soient à l'origine V et P, V′ et P′, V″ et P″, etc., les volumes et les pressions des gaz à mélanger, et U le volume total du mélange; en se répandant séparément dans ce volume U, les différents gaz prendraient des pressions x, x', x'', etc., données par les équations

$$x = P\frac{V}{U} \quad x' = P'\frac{V'}{U} \quad x'' = P''\frac{V''}{U}$$

et la pression définitive R du mélange aura pour valeur

$$R = x + x' + x'' + \ldots = \frac{PV + P'V' + P''V''}{U}$$

§ 7. — ABSORPTION DES GAZ PAR LES LIQUIDES.

Enfin, quand on met en contact des gaz et des liquides qui ne semblent pas susceptibles de contracter entre eux d'union chimique permanente, on observe ordinairement une sorte d'action remarquable, dont l'étude rentre dans le domaine de la physique proprement dite.

Le liquide absorbe, dissout, une certaine quantité de gaz qu'il perd ensuite complétement lorsqu'on l'expose dans le vide ou dans une atmosphère indéfinie formée de fluides élastiques différents de celui que l'on considère.

Le poids de gaz ainsi absorbé dépend de la température, de la nature du gaz et de celle du liquide. Il est évidemment proportionnel au volume de ce dernier; et de plus l'expérience prouve que ce poids est aussi proportionnel à la pression que supporte le gaz dans l'atmosphère superposée au liquide.

Ainsi, en supposant qu'à une certaine température t, l'unité de volume d'un liquide déterminé absorbe un poids p d'un certain gaz sous la pression 0,76, elle en absorbera un poids $p\,\frac{H}{0,76}$ sous la pression H; et par suite le poids absorbé par un volume V du même liquide serait $Vp\,\frac{H}{0,76}$.

Cette loi d'absorption s'énonce encore d'une autre manière. Lorsque l'unité de volume d'un liquide est en contact avec une atmosphère indéfinie d'un gaz déterminé, elle en absorbe un volume qui, ramené à la pression du gaz, est toujours le même, quelle que soit cette pression. Si maintenant on calcule ce que devient à zéro le volume ainsi absorbé, l'expression numérique que l'on obtiendra sera ce que l'on appelle le coefficient d'absorption du gaz par le liquide.

Ceci posé, admettons qu'un liquide soit mis en contact avec une atmosphère indéfinie formée de différents gaz dont les coefficients d'absorption soient α, α', α''. Si v, v', v'' sont les fractions qui représentent les proportions suivant lesquelles les gaz composants entrent dans l'unité de volume du mélange, et si P est la pression de l'atmosphère dont il s'agit, vP, $v'P$, $v''P$ représenteront les pressions que supportent isolément les gaz composants, ainsi qu'on l'a vu page 186; dans ce cas, l'expérience vérifie que les volumes des différents gaz absorbés par le liquide, lorsqu'on les mesure sous une même pression quelconque, sont représentés par les produits αv, $\alpha' v'$, $\alpha'' v''$, et par suite dans l'unité de volume du gaz absorbé il se trouve des volumes

$$\frac{\alpha v}{\alpha v + \alpha' v' + \alpha'' v'' + \ldots}, \quad \frac{\alpha' v'}{\alpha v + \alpha' v' + \alpha'' v'' + \ldots}$$

des divers gaz élémentaires.

Si l'atmosphère superposée au liquide était limitée, la pression changerait par suite de l'absorption et le problème devrait être traité d'une manière un peu différente. Supposons, pour fixer les idées, que le mélange gazeux contienne primitivement sous la pression P des volumes v et v' de gaz ayant des coefficients d'absorption α et α'; soit U le volume du liquide, et admettons, pour simplifier l'écriture, que la température soit zéro.

Les pressions finales des deux fluides élastiques sont inconnues; si on les désigne par x et x', les volumes absorbés, ramenés à la pression P, seront respectivement

$$\frac{U\alpha x}{P} \quad \text{et} \quad \frac{U\alpha' x'}{P}$$

Primitivement le premier gaz eût occupé, sous la pression P, un volume égal à v. Il en reste donc hors du liquide une quantité capable d'occuper sous cette même pression P un volume $v - \dfrac{U\alpha x}{P}$; et comme d'autre part ce gaz occupe réel-

lement un volume $v + v'$ sous la pression x, on a, d'après la loi de Mariotte, l'équation

$$v - \frac{U\alpha x}{P} = \frac{(v+v')x}{P} \quad \text{d'où} \quad x = \frac{vP}{v+v'+U\alpha}$$

et par suite à la pression P le gaz non dissous occupera un volume

$$v - \frac{U\alpha v}{v+v'+U\alpha} = v\left(1 - \frac{U\alpha}{v+v'+U\alpha}\right) = v\,\frac{v+v'}{v+v'+U\alpha}.$$

Pour l'autre gaz la pression x' serait égale à

$$\frac{v'P}{v+v'+U\alpha'}$$

et la portion non dissoute

$$v'\,\frac{v+v'}{v+v'+U\alpha'}$$

Dans un travail récent, M. Bunsen a cherché à déterminer les fonctions de la température qui représentent les coefficients d'absorption de différents gaz dans l'eau. Les gaz, avec l'eau qui les devait dissoudre, étaient introduits au-dessus du mercure, dans une éprouvette graduée que l'on pouvait fermer exactement. On facilitait l'absorption à l'aide d'une agitation de quelques instants; et, en ouvrant de nouveau le tube, on jugeait, par la diminution du volume gazeux, de la quantité qui s'était dissoute dans l'eau. Les résultats obtenus par M. Bunsen sont renfermés dans le tableau suivant : t désigne la température en degrés centigrades.

Tableau donnant, en fonction de la température, les coefficients d'absorption de différents gaz dans l'eau.

Noms des gaz.	Expressions des coefficients d'absorption.
Azote..................	$c = 0{,}020346 - 0{,}00053887\,t + 0{,}000011156\,t^2$
Hydrogène.............	$c = 0{,}0193$
Éthyle.................	$c = 0{,}031474 - 0{,}0010449\,t + 0{,}000025066\,t^2$
Gaz des marais..........	$c = 0{,}05449 - 0{,}0011807\,t + 0{,}000010278\,t^2$
Métyle.................	$c = 0{,}0871 - 0{,}0033242\,t + 0{,}0000603\,t^2$
Oxyde de carbone	$c = 0{,}032874 - 0{,}00081632\,t + 0{,}000016421\,t^2$
Gaz oléfiant............	$c = 0{,}25629 - 0{,}00913631\,t + 0{,}000188108\,t^2$
Acide carbonique........	$c = 1{,}7967 - 0{,}07761\,t + 0{,}0016424\,t^2$

C'est Priestley qui paraît avoir vu le premier que l'eau peut dissoudre une quantité d'acide carbonique croissante avec la pression. Peu de temps après, le docteur Henry, de Manchester,

établit, par des expériences multipliées, la loi de proportionnalité que nous avons développée au commencement de ce paragraphe. Dalton résolut le cas des atmosphères limitées ; enfin, en analysant avec grand soin l'air extrait de l'eau de pluie aérée, MM. Gay-Lussac et de Humboldt constatèrent qu'il contient 31 pour 100 d'oxygène et non plus 20,8 comme cela se trouve dans l'atmosphère. La différence considérable qui existe entre ces deux nombres tient à ce que l'oxygène est environ deux fois plus soluble dans l'eau que l'azote. Si en effet on représente par α et α' les coefficients de solubilité de l'oxygène et de l'azote, et si l'on suppose l'air exempt d'acide carbonique, on doit avoir, d'après ce que nous avons établi à la page précédente,

$$\frac{0,209\,\alpha}{0,209\,\alpha + 0,791\,\alpha'} = 0,31 \quad \text{d'où} \quad \frac{\alpha}{\alpha'} = 1,7.$$

Pour obtenir maintenant α' et α, il suffirait de connaître le coefficient de solubilité de l'air dans l'eau à zéro. En le prenant égal à $\frac{1}{36,8}$ ou à 0,0272, on aurait

$$0,209\,\alpha + 0,791\,\alpha' = 0,0272$$

d'où

$$\alpha = 4029 = \frac{1}{24,8} \quad \alpha' = 0,0237 = \frac{1}{42}$$

cette valeur de α' est un peu supérieure à celle qui résulte des expériences de M. Bunsen.

D'après ce savant, l'air dissous dans l'eau aux températures 1°, 13° et 23° contient toujours 0,35 d'oxygène et 0,65 d'azote. On en conclut que le coefficient d'absorption de l'oxygène varie avec la température exactement comme celui de l'azote, et que le rapport de ces deux coefficients est 2,0225.

LIVRE II.

CHAPITRE PREMIER

DE LA CHALEUR

DÉFINITIONS. — THERMOMÈTRES.

§ 1. — DÉFINITIONS.

Lorsque l'on est exposé à l'action des rayons solaires ou à celle d'un foyer en activité, on ressent une sensation particulière à laquelle on donne le nom de sensation de chaleur. Soumis à ces mêmes actions, les corps inanimés acquièrent la propriété de nous faire éprouver, soit au contact, soit à distance, la même sensation : on dit alors qu'ils s'échauffent, et en s'échauffant ainsi, ces corps, en général, se dilatent d'une façon plus ou moins considérable. En outre, ils peuvent aussi subir dans leur état physique de profondes modifications; se fondre s'ils sont solides, et enfin se transformer en gaz.

L'étude de ces différents phénomènes va maintenant nous occuper.

Nous la diviserons en deux parties.

Dans la première, il sera traité des dilatations et des changements d'état des corps, et aussi de la comparaison des quantités de chaleur nécessaires pour produire ces différents effets.

Dans une seconde partie, que nous développerons ultérieurement, nous analyserons les phénomènes de la propagation de la chaleur, ou, en d'autres termes, nous étudierons les lois de sa communication au contact ou à distance.

§ 2. — THERMOMÈTRES.

Pour étudier scientifiquement l'action de la chaleur sur les corps, il faut définir les conditions d'échauffement dans lesquelles on les place, et c'est à quoi l'on arrive en faisant usage d'indica-

teurs d'une construction assez simple connus sous le nom de thermomètres.

Ces indicateurs sont naturellement disposés de manière à rendre très-sensible l'un des effets que la chaleur peut produire. On a donné la préférence à la dilatation, parce qu'on peut l'observer aisément et la mesurer avec beaucoup d'exactitude.

Nous allons indiquer la manière dont on la fait servir au but que nous nous proposons maintenant d'atteindre; mais auparavant il est convenable de citer quelques expériences fort simples à l'aide desquelles on en constate la réalité.

Dilatation des gaz. — Les anciens connaissaient la dilatation des gaz, et quelquefois même ils en profitaient pour produire des effets assez curieux [1]; mais les premiers appareils qui la rendirent

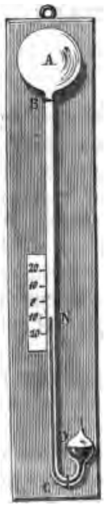


Fig. 185.



Fig. 186

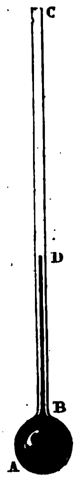


Fig. 187.

1. Il s'agissait de faire en sorte que « les portes d'un temple s'ouvrissent d'elles-mêmes au moment où l'on allumait le feu sacré sur un autel élevé sous le vestibule. » L'autel était d'airain, creux intérieurement, et communiquait par un conduit avec une outre placée dans un caveau au-dessous des portes. L'outre était distendue et allongée par un poids. Quand le feu sacré était allumé, l'air de l'autel, dilaté par la chaleur, passait dans l'outre qui se gonflait en se raccourcissant: le poids était donc soulevé, et ce mouvement, à l'aide de cordes de renvoi, se transmettait à un axe vertical au prolongement duquel la porte était attachée : la rotation de l'axe forçait celle-ci à s'ouvrir. Quand le feu était éteint, le refroidissement de l'air permettait au poids moteur de redescendre à sa première position, et la porte se fermait.

(Heron. *Spir. Lib.*)

régulièrement observable ne datent que du commencement du XVII^e siècle. Ils furent imaginés par Drebbel, qui les employait comme thermomètres. Voici comment on les construisait à cette époque :

Aux deux extrémités B et C (fig. 185) d'un tube de verre recourbé, on soudait deux réservoirs de dimensions inégales A et D; le plus petit, D, se terminait par un petit tube effilé, ouvert à sa partie supérieure. On raréfiait l'air intérieur en chauffant légèrement A, et l'on plongeait l'orifice D dans une liqueur colorée. Par le refroidissement de A, le liquide était aspiré dans le tube, et en relevant à temps la pointe D, on arrivait à avoir le niveau inférieur vers le milieu du réservoir D, et l'autre extrémité de la colonne en N dans la partie moyenne du tube.

Alors, si l'on chauffait A, le gaz intérieur se dilatait et poussait en bas le niveau N.

Souvent on dispose autrement l'appareil ; on soude au ballon A un tube deux fois recourbé ABCE (fig. 186), et terminé en E par un entonnoir ; on introduit un index de liquide qui se fixe en une position quelconque, D, par exemple.

Si l'on chauffe A avec la main, l'index est chassé vers l'entonnoir ; il marche vers la boule lorsqu'on refroidit le gaz intérieur.

Dilatation des liquides. — L'expérience à l'aide de laquelle on rend sensible la dilatation des liquides se fait avec l'appareil que les académiciens de Florence substituèrent, vers 1660, au thermoscope à gaz de Drebbel.

On introduit de l'alcool coloré dans un vase formé d'un réservoir A (fig. 187) et d'un tube long et étroit BC, et l'on s'arrange de façon que le niveau s'arrête en D.

Si l'on chauffe l'appareil, le liquide monte vers C, et baisse au contraire dans le cas du refroidissement.

Dilatation des solides. — Lorsqu'on répète ces expériences, on observe un fait fort bien analysé par les académiciens de Florence, et duquel il résulte que les enveloppes solides se dilatent lorsqu'on les chauffe, et se contractent au contraire quand on les refroidit. Voici en quoi il consiste :

Au moment où l'on plonge le réservoir A dans l'eau chaude, on voit le niveau du liquide subir une dépression brusque, qui disparaît bientôt en faisant place à la dilatation permanente et bien plus considérable dont nous parlions d'abord, et réciproquement l'immersion dans un bain d'eau glacée produirait un premier effet d'ascension dans la colonne liquide.

Ces deux effets sont inverses de ceux qui résultent de la dilatation du liquide intérieur, mais on voit sans peine qu'ils proviennent

des variations de volume éprouvées par l'enveloppe avant que le liquide n'ait pu lui-même s'échauffer ou se refroidir.

La dilatation de l'enveloppe, en effet, ne peut manquer de produire une diminution apparente dans le volume du liquide, comme sa contraction amène nécessairement dans le niveau un déplacement semblable à celui qui résulterait d'une expansion de ce même liquide.

Les académiciens de Florence rendaient encore sensible d'une autre manière la dilatation que la chaleur fait éprouver aux solides. Voici comment ils s'expriment : « Nous fîmes fondre un anneau d'airain cylindrique construit de telle manière que sa cavité s'adaptât exactement avec un corps conique de même métal. Nous mîmes l'anneau dans le feu pendant un petit espace de temps, et lorsque nous l'eûmes ainsi appliqué sur son cône il ballottait sensiblement, car il était dilaté par la chaleur, semblable, il est vrai, à sa première figure, mais d'autant plus grand que la dilatation de sa surface concave a été de $\frac{9}{100}$ parties de son diamètre, etc.

Souvent on fabrique une sphère de métal B et un anneau A (fig. 188) de tel diamètre que la sphère, à froid, passe exactement

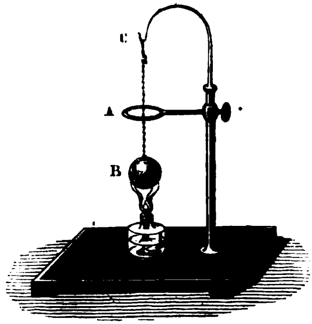


Fig. 188.

par son ouverture. Lorsqu'au contraire elle est échauffée, il lui est impossible de traverser l'anneau, à moins toutefois que celui-ci ne se trouve porté à même température qu'elle.

Enfin, pour manifester la dilatation linéaire des tiges métalliques, on peut employer le pyromètre à cadran (fig. 189).

La barre métallique AB est soutenue au-dessus d'une petite auge oblongue DE à l'aide de deux supports qu'elle traverse comme on le voit sur la figure 189. L'extrémité B est fixée par une vis de

pression C. L'autre vient s'appuyer en *f* contre la courte branche d'un levier coudé dont la grande branche peut parcourir une division circulaire dont le centre est sur l'axe de mouvement.

Lorsque, en brûlant de l'alcool dans l'auge DE on chauffe la barre, elle se dilate et imprime à l'extrémité de la courte branche un déplacement qui se reporte sur la grande, mais en s'amplifiant dans le rapport même qui existe entre les longueurs des deux branches, puisque les longueurs d'arcs de cercle semblables sont entre elles comme leurs rayons.

Ce procédé paraît avoir été employé d'abord par Musschenbroek pour comparer entre elles les dilatations linéaires des solides. L'appareil du savant hollandais est le pyromètre à cadran horizontal

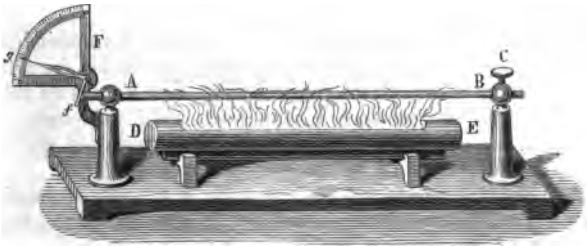


Fig. 189.

et complet que l'on trouve encore dans les cabinets de physique. Il diffère un peu dans la forme de celui que nous venons de décrire, mais la sensibilité en est encore plus grande.

Thermomètres à liquide. — L'appareil des académiciens de Florence, décrit page 193, a été universellement adopté pour thermomètre.

D'après ce que nous en avons dit, on voit qu'il est fondé sur la grande différence qui existe entre la dilatation du verre et celle des liquides dont on le remplit.

Si cette différence était nulle, le niveau ne changerait pas lors de l'échauffement ou du refroidissement de l'appareil, et réciproquement le mouvement de ce niveau est d'autant plus évident que la variation du volume de l'enveloppe est moindre par rapport à celle du corps qu'elle contient. Dans tous les cas, le niveau revient toujours au même point lorsque l'appareil est placé dans des conditions identiques, et en outre il est évident que, pour un même degré d'échauffement, le déplacement de l'extrémité de la colonne sera d'autant plus grand que le réservoir sera plus gros et la tige intérieurement plus étroite.

En 1680, Halley proposa de substituer le mercure à l'alcool dans la construction des thermomètres, et quelques années plus tard Fahrenheit vulgarisa l'usage des appareils ainsi modifiés.

Le mercure opaque et brillant se voit bien dans la tige. Il ne la salit pas lorsqu'il est pur; il peut supporter un grand froid sans se geler, et une grande chaleur sans entrer en ébullition.

Concordance des thermomètres. — Les indications du thermomètre s'estiment ordinairement à l'aide d'une fine graduation tracée sur la tige. Faite arbitrairement, cette graduation pourrait déjà servir; mais on conçoit sans peine que les appareils thermoscopiques, pour avoir tout le degré d'utilité qu'on en peut attendre, doivent être comparables entre eux, c'est-à-dire que dans les mêmes circonstances ils doivent donner les mêmes indications.

Pour satisfaire à cette condition fondamentale, les académiciens de Florence n'avaient rien trouvé de mieux que de les faire tous identiques entre eux. Ils les construisaient donc d'après un même étalon, qu'ils s'attachaient à reproduire aussi fidèlement que possible. Mais il est à peine besoin de faire remarquer que l'on ne pouvait obtenir ainsi qu'une grossière approximation.

Heureusement cette identité absolue n'est pas nécessaire; pour avoir des appareils comparables, il suffit de les construire avec les mêmes matières et de s'astreindre dans la graduation à certaines règles fixes que nous allons exposer.

Lorsqu'une masse un peu considérable de neige ou de glace pilée entre en fusion, quelles que soient les conditions extérieures, un même thermomètre placé dans son intérieur donne une indication fixe et toujours la même.

Une remarque semblable peut être faite relativement à la fixité de l'indication d'un thermomètre placé dans l'eau bouillante.

La fusion de la glace, l'ébullition de l'eau, définissent donc des conditions d'échauffement fixes et déterminées.

Entre ces limites, un même corps ne peut manquer de se dilater toujours d'une même fraction de son volume; par suite, entre ces limites, le volume du liquide qui monte dans la tige d'un thermomètre est toujours la même fraction du volume que le réservoir possède, soit dans la glace fondante, soit dans l'eau bouillante.

En d'autres termes, la portion de la tige comprise entre les points qui répondent à la glace fondante et à l'eau bouillante, se trouve être, pour tous les thermomètres, une fraction constante du volume du réservoir.

On peut développer ce raisonnement de la manière suivante :

Soit V le volume du réservoir dans la glace fondante; Δ la frac-

tion dont se dilate en passant de la glace fondante dans l'eau bouillante un réservoir qui dans la glace a une capacité égale à 1; enfin D la fraction qui représente la dilatation que subit l'unité de volume de mercure entre nos deux points fixes.

V (D — Δ) est évidemment l'expression du volume de mercure qui sort du réservoir pendant l'expérience; et par suite aussi V (D — Δ) est le volume que possède dans l'eau bouillante la portion de la tige qui renferme le mercure; or, comme en ces circonstances le volume du réservoir est V (1 + Δ), $\frac{D - \Delta}{1 + \Delta}$ est le rapport qui existe entre ces deux capacités. Ce nombre ne dépend que de la nature de l'enveloppe et de celle du liquide. Il est donc le même pour tous les thermomètres, et par conséquent, si dans tous, on divise l'intervalle des points fixes en un même nombre de parties de capacités égales ou de degrés égaux, chacun d'eux sera une même fraction du volume du réservoir;

Et bien évidemment enfin, la valeur de cette fraction ne variera pas lorsque l'on chauffera ou refroidira l'appareil, car la tige et le réservoir étant tous deux en verre, se dilatent ou se contractent de la même façon.

Que l'on fasse maintenant passer nos deux thermomètres de la glace fondante dans un même bain liquide chaud, autre que l'eau bouillante.

La fraction, qui pour chacun représentera le rapport entre le volume sorti du réservoir et celui qui y reste, sera la même. Elle sera donc pour tous deux un même multiple de celle qui exprime le rapport entre la capacité du degré et celle du réservoir. Donc, pour tous deux, il y aura dans la tige un même nombre de degrés occupés par le liquide.

C'est-à-dire que les indications seront les mêmes.

Ce fut un physicien de Pavie, Charles Renaldi, qui le premier, vers 1694, proposa de marquer sur tous les thermomètres les points de la glace fondante et de l'eau bouillante, et de diviser l'intervalle en un même nombre de parties égales. Peu de temps après, Newton construisait des appareils dans lesquels il marquait 0 au point de fusion de la neige, et 12 à l'endroit où la chaleur du corps humain faisait monter le liquide.

A la même époque enfin, Amontons constatait par de nombreuses expériences la fixité du degré d'échauffement de l'eau qui bout, et adoptait le point fixe supérieur proposé par Renaldi; Fahrenheit suivit cet exemple dans la graduation du thermomètre à mercure, dont il répandit l'usage.

Après avoir ainsi défini l'usage des thermomètres et indiqué les

conditions auxquelles ils doivent satisfaire pour être comparables entre eux, nous allons décrire avec quelque détail la série des opérations que leur construction exige.

Construction du thermomètre. — Nous supposerons d'abord que l'on ait à sa disposition un tube capillaire dont le diamètre intérieur soit rigoureusement constant dans une étendue de deux ou trois décimètres. Alors, à l'une des extrémités de ce tube on soudera un réservoir de forme arbitraire B (fig. 190), mais dont les dimensions ne devront jamais être bien considérables. A l'autre extrémité on soudera un second réservoir A un peu plus grand que le premier, et disposé comme on le voit sur les figures 191 et 192. Le tout ainsi préparé, on remplit A de mercure distillé

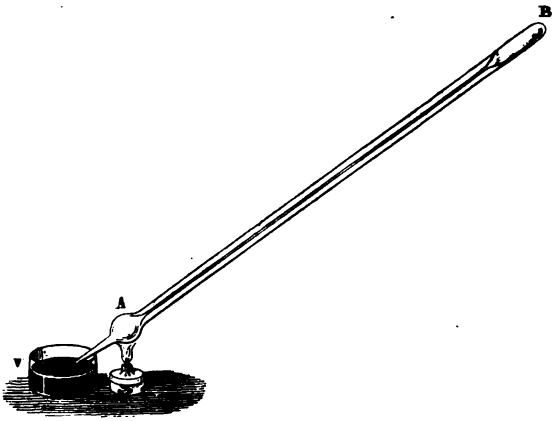


Fig. 190.

et bien sec; l'opération ne présente aucune difficulté quand l'orifice est assez large (voir fig. 192). Mais si l'introduction du liquide ne peut se faire que par un tube étroit, il faut plonger l'extrémité de celui-ci dans un bain de mercure en renversant le thermomètre comme on le voit ci-dessus (fig. 190); puis, avec une lampe à alcool, on chauffe l'ampoule. L'air qu'elle renferme se dilate et sort en partie à travers le mercure; lorsqu'on éloigne ensuite la lampe, la force élastique de l'air resté dans l'appareil diminue rapidement par le refroidissement, et la pression extérieure y fait rentrer du mercure.

On pourrait croire qu'il suffit alors de relever le thermomètre dans une position verticale pour que le mercure descende par son poids dans le réservoir; mais en général il n'en est rien, parce

que la tige est trop étroite pour que le liquide et l'air puissent s'y mouvoir à la fois. Alors on incline de nouveau l'apareil comme dans la figure 191, et l'on chauffe le réservoir et la tige avec la lampe à alcool. Une partie de l'air s'échappe à travers le mercure de l'ampoule, qui n'exerce plus sur lui qu'une pression assez faible; on ôte enfin la lampe, on redresse le thermomètre, et lors du refoidissement du gaz intérieur le mercure de l'ampoule, pressé par l'atmosphère, entre dans le réservoir. Il faut en général

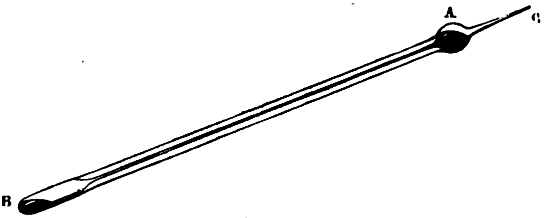


Fig. 191.

deux ou trois opérations de ce genre pour le remplir à peu près complétement.

Quant aux dernières bulles d'air, pour les expulser complétement, il faut placer le thermomètre sur une grille légèrement inclinée à l'horizon; puis, à l'aide de charbons bien allumés que l'on dispose tout le long de l'appareil, on fait bouillir quelques instants le mercure dans le réservoir, le tube et l'ampoule à la fois. Après le refroidissement, qui doit être conduit avec lenteur, le remplissage est achevé.



Fig. 192.

On détache alors l'ampoule, puis on chauffe un peu le réservoir de manière à faire sortir quelques gouttelettes de mercure, et tandis que la tige est encore pleine on en ferme l'extrémité à la lampe. Lorsque l'appareil est refroidi, l'extrémité de la colonne de mercure doit être encore dans la tige et à une suffisante distance du réservoir.

On peut alors procéder à la détermination des points fixes.

Détermination des points fixes. — Pour déterminer le zéro, on se procure de la neige ou de la glace pilée; on la laisse séjourner dans une pièce où la température soit douce, et lorsqu'une partie notable de cette glace ou de cette neige s'est fondue, on met le reste dans un vase percé de quelques trous

à sa partie inférieure, puis on y enferme le thermomètre de manière que tout le mercure soit bien couvert. Au bout d'une dizaine de minutes, on écarte la glace et l'on marque sur la tige le point où le mercure s'arrête. On vérifie la lecture quelque temps après, et l'on procède à la détermination de l'autre point fixe.

On emploie pour cette opération une sorte d'étuve à vapeur représentée par la figure 193.

AB est un vase cylindrique en cuivre ou en fer-blanc. La base a environ 0m,20 de diamètre, la hauteur 0m,15; sur le milieu de la base supérieure est une ouverture de 0m,06 de diamètre, sur laquelle on peut fixer une sorte de cheminée à double enveloppe CEDB; la vapeur monte dans le conduit central et lorsque l'orifice supérieur D est fermé par un bouchon, elle passe dans le double fond par des orifices dont la figure indique suffisamment la disposition. Enfin elle s'échappe dans l'air par le tube I, lequel doit être assez large pour que la pression à l'intérieur soit toujours égale à la pression atmosphérique. On s'assure, au reste, de cette égalité par l'observation du manomètre F. Quant au double fond, il préserve la paroi du conduit central de tout refroidissement extérieur. C'est dans ce conduit que l'on suspend le thermomètre en faisant passer l'extrémité supérieure de sa tige dans un solide bouchon.

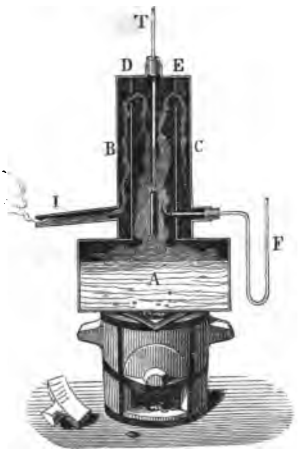


Fig. 193.

Le réservoir ne doit pas plonger dans l'eau de la bouilloire, et toute la partie de la tige qui renferme le mercure doit être audessous du bouchon. Lorsque l'eau est en ébullition depuis quelque temps, on soulève légèrement le thermomètre par l'extrémité de sa tige afin de marquer la position de l'extrémité de la colonne, et quand deux ou trois lectures successives ont montré qu'elle ne varie plus, on peut regarder l'opération comme terminée.

Le thermomètre étant enlevé de l'étuve, on fait sur le tube un trait au diamant au point marqué dans la glace fondante, et vis-à-

vis on inscrit 0, puis on inscrit 100 en regard de l'autre point fixe, au moins si, comme nous le supposerons d'abord, la pression externe était 0,76 quand on a déterminé ce point.

Cela fait, avec une machine à diviser on trace entre le 0 et le 100ᵉ degré quatre-vingt-dix-neuf divisions équidistantes, et l'intervalle des points fixes est ainsi partagé en cent parties égales en capacité. La division est ensuite prolongée au-dessous du 0 et au-dessus du 100ᵉ degré.

Division du tube. — Nous avons supposé dans tout ceci la cylindricité exacte de la tige du thermomètre; mais cette condition n'est pas en général satisfaite, et dès lors, au lieu de se borner à diviser à la fin de l'opération la distance des points fixes en cent parties de longueurs égales il faut, avant même de souder le réservoir au tube que l'on veut employer, commencer par diviser ce dernier en petites parties de capacités égales entre elles. Voici comment on opère :

On commence par s'assurer si le diamètre intérieur du tube est à peu près constant en voyant si une colonne de mercure d'environ un décimètre de long y occupe toujours la même longueur à un centième près environ. Lorsque les écarts restent dans ces limites, on admet le tube et alors on conserve dans son intérieur une petite colonne de mercure d'environ $0^m,015$ ou $0^m,020$, et on le place sur la machine à diviser, en prenant soin d'amener la petite colonne AB vers une de ses extrémités. Alors, à l'aide d'une lunette que fait mouvoir la vis de la machine, on estime en tours et en fractions de tours la longueur de la colonne AB dans cette première position. Cette première détermination faite, et la lunette restant, par rapport au tube, dans une position invariable, on fait glisser la bulle de mercure jusqu'à ce que son extrémité A vienne se mettre sous le fil qui tout à l'heure coïncidait avec B. On déplace alors de nouveau la lunette pour l'amener en B′, et l'on a la longueur BB′ avec grande exactitude. On continue de cette manière dans toute l'étendue du tube, sans tracer aucune division sur lui, mais en enregistrant soigneusement les longueurs successivement trouvées à la colonne dans ses diverses positions.

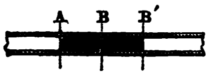


Fig. 194.

Soient n, n', n'', ces longueurs exprimées en tours et fractions de tours.

Si l'on veut maintenant diviser le tube en parties dont la capacité soit égale à la m^e partie du volume de la bulle, on amène le style de la machine à peu près au point où se trouvait tout à l'heure l'extrémité A de la colonne dans sa première position.

On marque un premier trait ; on fait tourner la roue d'un nombre de tours égal à $\frac{n}{m}$, et l'on continue ainsi m fois de suite. Ces m premiers traits marqués, on trace les m suivants, en faisant à chaque fois tourner la roue de $\frac{n'}{m}$ tours, et ainsi de suite.

Souvent au lieu de faire directement les divisions au diamant, on les grave à l'acide fluorhydrique ; pour cela on commence par recouvrir le tube d'une couche de vernis inattaquable à l'acide ; lorsque cette couche est suffisamment sèche on trace les traits sur elle avec un petit couteau d'acier, puis on expose le tube à l'action fluorhydrique gazeux. Le verre est attaqué partout où le couteau, en sillonnant le vernis, a mis sa surface à nu, et la division est gravée avec une grande exactitude. Pour nettoyer le tube on le lave, après l'opération, à l'essence de térébenthine.

Le tube ainsi calibré, on y soude un réservoir dont les dimensions doivent être calculées d'après le degré de sensibilité que l'on veut donner au thermomètre ; puis on introduit le mercure et l'on détermine les points fixes en voyant simplement à laquelle des divisions déjà tracées sur le tube le mercure s'arrête, au milieu du bain de glace ou dans l'étuve à vapeur. Supposons que les numéros de ces divisions soient 175 et 525, alors 350 traits vaudront 100° et par conséquent 1° équivaudra à trois divisions et demie.

Variations du zéro. — Lorsqu'on reprend, à des époques un peu éloignées, les points fixes d'un même thermomètre, on ne les trouve pas toujours à la même place : tous deux ont varié dans le même sens et d'une même quantité. Ces variations, qui s'élèvent souvent à 0°,5, sont un effet d'un changement qui se produit spontanément dans les dimensions du réservoir. Elles sont facilement observables sur des thermomètres de construction récente. Mais, dans tous les cas, on doit toujours être en garde contre cet effet, et cela ne présente aucune difficulté.

Capacité du degré. — En pesant à même température un même thermomètre à mercure, d'abord vide, puis plein de mercure jusqu'au 0, puis enfin plein de mercure jusqu'au 100ᵉ degré, on s'assure aisément que le rapport de la capacité des 100° à celle du réservoir jusqu'au 0 est égal à $\frac{1}{64,8}$ ou, en d'autres termes, que chaque degré est $\frac{1}{6480}$ du volume du réservoir. Ce nombre est souvent employé. Pour en donner ici un premier exemple, supposons que l'on veuille, comme nous le disions tout

à l'heure, avec un tube calibré à l'avance, faire un thermomètre de sensibilité donnée, c'est-à-dire tel que un degré occupe p divisions. Soit u le volume connu de chacune de ses divisions égales, x le rayon inconnu du réservoir sphérique que l'on veut construire, on voit de suite que x sera donné par la relation

$$\frac{4}{3}\pi x^3 \times \frac{1}{6480} = pu.$$

Échelles diverses. — Dans quelques pays, au lieu de 0 et 100, on marque 32 et 212 aux points fixes de la glace fondante et de l'ébullition de l'eau. Le 0 de cette division particulière, dite de Fahrenheit, correspond donc au degré — 17,77 de notre division centigrade. On voit de suite que pour transformer une indication Fahrenheit en centigrade il faut en retancher 32 et multiplier le reste par $\frac{5}{9}$. Réciproquement, pour transformer une indication centigrade en Fahrenheit il faut la multiplier par $\frac{9}{5}$ et ajouter 32 au produit.

L'échelle connue sous le nom d'échelle de Réaumur ne diffère de l'échelle ordinaire qu'en ce que l'on marque 80° au point de l'ébullition de l'eau. Pour transformer une indication Réaumur en centigrade, il faut la multiplier par $\frac{5}{4}$; et réciproquement, pour transformer une indication centigrade en Réaumur il la faut multiplier par $\frac{4}{5}$.

Thermomètre à alcool. — Lorsque l'on veut observer des froids assez rigoureux pour congeler le mercure, il faut employer des thermomètres à alcool.

La facilité avec laquelle ce liquide entre en ébullition rend très-facile l'opération du remplissage. Quelquefois cependant il reste une petite bulle d'air à l'endroit où la tige se soude au réservoir, mais on la chasse facilement en attachant le thermomètre au bout d'une ficelle et le faisant tourner assez rapidement, de manière que le réservoir soit le plus loin possible du centre de rotation. Alors, comme la force centrifuge agit avec plus d'énergie sur un volume donné d'alcool que sur un égal volume d'air, la bulle revient vers le centre de mouvement, c'est-à-dire passe dans la tige d'où on l'expulse facilement ensuite.

Ces nouveaux instruments seront comparables entre eux aux mêmes conditions que les thermomètres à mercure; seulement,

dans leur graduation, on ne peut plus avoir recours à l'ébullition de l'eau pour déterminer le point fixe supérieur. Pour obtenir ce dernier, on plonge tous les appareils à construire dans un même bain liquide dont le degré d'échauffement, assez faible d'ailleurs, est parfaitement constant; puis, au bout de quelques instants, on marque sur chacun d'eux le point où s'arrête le liquide qu'ils renferment. Les points fixes ainsi obtenus, on partage l'intervalle qui les sépare en un même nombre de parties égales entre elles, et l'on prolonge la division dans les deux sens. Ainsi gradués, les thermomètres à alcool sont comparables entre eux; de plus, leurs indications différeront peu de celles des thermomètres à mercure placés dans les mêmes circonstances, si la grandeur des divisions de la tige est telle qu'il s'en trouve entre le zéro et le point fixe supérieur un nombre égal à celui des degrés que marquait le thermomètre à mercure dans le bain qui a servi à la graduation. On prend toujours soin de remplir cette condition.

Température. — Lorsqu'un bain liquide de médiocres dimensions et convenablement agité n'est pas soumis à des causes de réchauffement ou de refroidissement trop énergiques des thermomètres que l'on y plonge complétement marquent tous le même degré, quelle que soit la position qu'ils occupent; on dit alors que la température du bain est uniforme, et l'on prend pour sa mesure l'indication commune de tous les thermomètres.

Lorsqu'il s'agit de solides, cette uniformité d'échauffement s'obtient plus difficilement.

Dans ce cas, la température relative à un point déterminé du solide est l'indication que donnerait un thermomètre indéfiniment petit, en contact intime avec lui au point que l'on considère, et soustrait d'ailleurs à l'action échauffante directe des corps extérieurs.

Pour déterminer réellement cette température, on a quelquefois recours à l'artifice suivant : on creuse dans le solide, au point que l'on veut explorer, un trou de petites dimensions, et l'on y plonge le réservoir d'un thermomètre sensible, en prenant soin de verser tout autour un peu de liquide bon conducteur du calorique.

Seulement alors, comme la tige ne possède évidemment pas le degré d'échauffement du réservoir, il faut aux indications immédiatement obtenues faire subir certaines corrections qui les ramènent à ce qu'elles eussent été si la tige et le réservoir s'étaient trouvés dans les mêmes conditions.

Nous verrons bientôt en quoi consistent les corrections dont nous venons de parler.

Thermomètre à poids. — Quant à présent, nous allons faire connaître un appareil thermométrique différant de ceux que nous avons précédemment décrits, et dans l'emploi duquel la difficulté que nous venons de signaler ne se montre plus. On a vu plus haut que la capacité d'un degré du thermomètre à mercure est $\frac{1}{6480}$ du volume du réservoir. D'après cela, quand un thermomètre de cette espèce marque une température t, le volume de la portion de la tige occupée par le mercure, est une fraction de celui du réservoir égale à $\frac{t}{6480}$; ou encore, $\frac{t}{6480}$ est le rapport entre le poids du mercure sorti et celui qui reste au-dessous du zéro.

On voit en un mot qu'avec un thermomètre réduit à son simple réservoir on pourrait encore déterminer très-exactement la température des corps, d'un bain liquide par exemple, pourvu que l'on connût le poids du mercure qui remplit l'appareil à zéro, et ce qui en sort par l'échauffement.

Pour construire réellement un thermomètre à poids, on prend un tube de verre d'une certaine dimension, et après l'avoir fermé par un bout, on soude à l'autre un petit tube thermométrique que l'on recourbe comme on le voit figure 195. On pèse l'appareil vide, puis on le remplit de mercure pur et sec par une série d'opérations analogues à celles qu'exige le remplissage des thermomètres ordinaires. Enfin pour expulser les dernières traces d'air et d'humidité, on soumet à l'ébullition le liquide intérieur; seulement on prend soin de faire plonger, pendant cette opération, la pointe B dans une capsule pleine de mercure presque bouillant. De cette manière, quand le refroidissement commence, le mercure qui rentre est à même température que le réservoir et les ruptures sont moins à craindre.

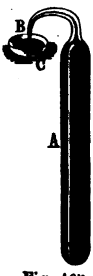


Fig. 195.

Le thermomètre est ensuite placé dans un des plateaux d'une balance, la pointe toujours plongée dans la capsule C. Quand il a parfaitement atteint la température des corps environnants, on enlève la capsule C, et l'on pèse rapidement le réservoir plein; puis on fait de nouveau plonger la pointe dans le mercure d'une autre capsule C' pesée à l'avance. On porte alors le thermomètre dans un vase plein de glace pilée et fondante. Au bout de quelque temps on pèse de nouveau la capsule C' : sa perte de poids, ajoutée au poids du mercure qui remplissait le réservoir à la température des corps environnants, fait connaître celui du mercure qui rem-

plit l'appareil à zéro. Quand ce poids P est ainsi déterminé, pour trouver la température d'un bain liquide on y plonge complétement le réservoir ; le seul petit tube en sort, et son extrémité est toujours engagée dans la capsule C′, dont le poids, ainsi que nous l'avons marqué, a été déterminé pendant que le thermomètre était dans la glace fondante. Par suite de la dilatation une partie du mercure du réservoir passe dans cette capsule. Lorsqu'on est arrivé à un état stationnaire, l'accroissement du poids de C′ est mesuré avec soin. Soit p cet accroissement, $\frac{p}{P-p}$ est le rapport entre le volume qu'occuperait le mercure sorti du réservoir et celui qui y reste à la température qu'il s'agit d'évaluer. Cette température est donc donnée par l'équation

$$\frac{p}{P-p}=\frac{x}{6480}.$$

CHAPITRE II.

DILATATION DES SOLIDES.

§ 1. — DILATATIONS LINÉAIRES.

Dans l'étude de la dilatation des corps solides, on peut se proposer de déterminer soit l'allongement qu'éprouve chacune de leurs dimensions pour une variation donnée de température, soit l'accroissement total que leur volume acquiert dans les mêmes circonstances.

En un mot, on peut se proposer de déterminer, ou la dilatation linéaire ou la dilatation cubique.

Quand il s'agit de liquides et de gaz, il n'y a bien évidemment à s'occuper que de ces dernières.

Dilatations linéaires. — Laplace et Lavoisier ont publié, en 1782, sur la mesure des dilatations linéaires un travail très-important dont les résultats ont été généralement admis.

Les barres dont ils mesuraient les allongements avaient, le plus souvent, une toise (deux mètres) de long; mais les dilatations des

corps solides sont si faibles que, malgré leurs grandes dimensions, ces barres s'allongeaient à peine de 4 à 5 millimètres dans les circonstances les plus favorables. En général l'effet à mesurer était beaucoup moindre. Pour arriver malgré cela à des estimations exactes, Laplace et Lavoisier avaient recours à un artifice tout semblable à celui dont il a été question page 195.

Une des extrémités des barres était maintenue dans une posi-

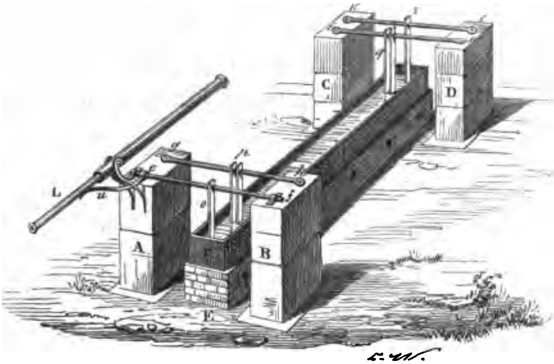


Fig. 196.

tion absolument fixe; l'autre appuyait contre une règle verticale *o*, attachée à un axe horizontal mobile *ef*.

L'allongement de la barre faisait tourner l'axe, et le mouvement se communiquait par la pièce *u* à une lunette L perpendiculaire à *ef*.

Cette lunette visait vers une division tracée sur un plan vertical.

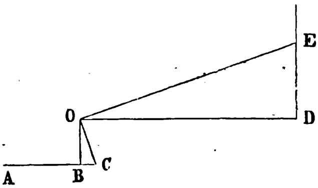


Fig. 197.

qui se trouvait à une distance du fourneau variable entre 100 et 200 toises; et comme la longueur de la règle *o* était 9 pouces 2/3, chaque déplacement de 1 ligne dans l'extrémité mobile de la règle

se traduisait, lorsque la mire était à 100 toises, par une distance de 744 lignes entre les points de la division que l'axe optique de la lunette rencontrait dans ses deux positions successives.

Pour bien se rendre compte de ces évaluations numériques, supposons que AB soit la barre (fig. 197), BC son allongement, OB et OC les deux positions successives de la règle mobile, OD et OE les directions correspondantes de l'axe de la lunette, enfin, ED la distance des points de la mire que l'on vise successivement. Les triangles OBC, ODE, sont semblables et donnent la proportion $\frac{ED}{BC} = \frac{OD}{OB}$; que l'on remplace dans cette égalité OD, OB, BC, par leurs valeurs en lignes, et l'on trouvera ED = 744.

Dans ces expériences la barre était placée au milieu d'une auge horizontale F dans laquelle on pouvait, ou la refroidir avec de la glace, ou la chauffer avec de l'eau qu'un fourneau E permettait de porter à toutes les températures entre 0 et 100.

L'extrémité qui devait rester fixe s'appuyait contre la tranche d'une règle de verre verticale *s*, solidement scellée aux massifs de maçonnerie C et D (fig. 197).

Enfin la barre se trouvait, en dessous, soutenue par de petits

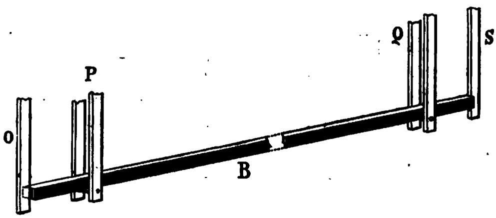


Fig. 198.

rouleaux et latéralement maintenue par des traverses P et Q, entre lesquelles elle pouvait glisser sans dévier ni à droite ni à gauche.

En opérant comme nous venons de l'indiquer, Laplace et Lavoisier ont reconnu qu'entre 0 et 100 la dilatation linéaire des barres soumises à leurs expériences était proportionnelle aux élévations de température, et ils ont assigné à leurs allongements absolus des valeurs numériques qui conduisent aux nombres suivants.

Dilatations linéaires du verre et des métaux d'après MM. Laplace et Lavoisier.

NOMS des substances.	LONGUEUR à zéro.	LONGUEUR à 100°.	DILATATION pour 100°.
Glace de Saint-Gobain......	1,0000000	1,00089089	$\frac{1}{1122}$
Tube de verre sans plomb..	»	1,00087572	$\frac{1}{1142}$
Flint-glass anglais.	»	1,00081166	$\frac{1}{1248}$
Verre de France plombeux.	»	1,00087199	$\frac{1}{1147}$
Cuivre..................	»	1,00172244	$\frac{1}{581}$
Laiton..................	»	1,00186671	$\frac{1}{535}$
Fer doux forgé...........	»	1,00122045	$\frac{1}{819}$
Acier non trempé.........	»	1,00107875	$\frac{1}{927}$
Plomb.................	»	1,00284836	$\frac{1}{351}$
Étain des Indes....	»	1,00193765	$\frac{1}{516}$
Argent de coupelle........	»	1,00190974	$\frac{1}{524}$
Or de départ.............	»	1,00146606	$\frac{1}{682}$
Or au titre de Paris (recuit)..	»	1,00151361	$\frac{1}{661}$

Appareil de M. Pouillet. — En substituant de l'huile au bain d'eau qui remplissait l'auge F dans les expériences de Laplace et Lavoisier, on eût pu étendre les dilatations linéaires jusque vers 300. Pour atteindre à des températures plus élevées encore, il faut avoir recours à un appareil imaginé par M. Pouillet, et à l'aide duquel on peut suivre l'allongement des barres solides depuis les températures les plus basses jusqu'à celles que l'on obtient dans les courants d'air le plus fortement chauffés.

La barre est placée dans un fourneau à air chaud très-allongé CC (fig. 199); elle s'y trouve portée sur un support qui peut être mû

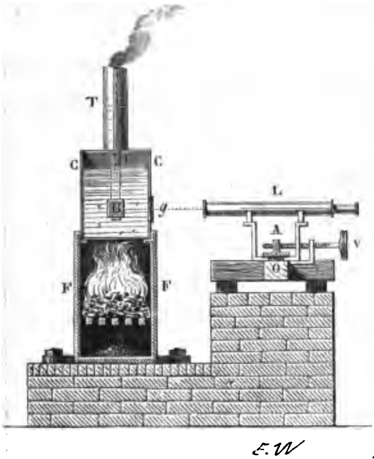


Fig. 199.

à l'aide d'une vis dans une direction parallèle à l'axe de la barre.

Vers les extrémités a et a_1 (fig. 200), on a tracé de fines divisions équidistantes qui viennent, lors de l'expérience, se placer en face d'ouvertures g (fig. 199) que l'on a ménagées exprès dans la paroi latérale du fourneau, et que l'on ferme avec des glaces.

En face de cette première partie de l'appareil se trouve installé, sur un support solide, un instrument de mesure très-exact. L'ensemble est représenté figure 200; il se compose essentiellement d'une alidade qui peut tourner horizontalement autour d'un centre o, emportant avec elle, dans son mouvement, une lunette L perpendiculaire à sa direction. La seconde extrémité de l'alidade se meut sur un arc de cercle, et le microscope M permet d'apprécier avec une grande certitude les moindres déplacements.

Enfin L' est une lunette fixe portée par un arc sous lequel l'alidade peut librement se mouvoir.

La barre étant à une température basse et connue, on amène sous le fil de la lunette L' un des traits de repère tracés à l'extrémité a_1, puis on tourne l'alidade de façon à viser avec L sur l'une des divisions a de l'autre extrémité.

Ceci posé, on chauffe la barre; quand on a atteint le degré d'é-

chauffement auquel on veut s'arrêter, on ramène sous le fil de la lunette L′, le trait qui s'y trouvait au commencement de l'expé-

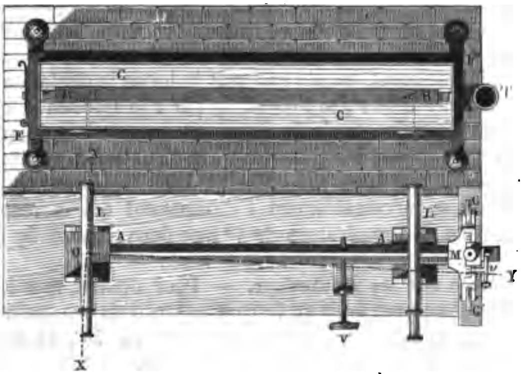


Fig. 200.

rience, et puis, à l'aide de la vis V, on fait mouvoir l'alidade de façon à ramener la seconde lunette à viser exactement la division *a* sur laquelle elle pointait d'abord.

On lit alors en M le déplacement de l'alidade.

Pour en déduire l'allongement cherché, ce qu'il y a de plus simple à faire est de mettre, avant ou après l'expérience, une règle finement divisée à la place de la barre, et de déterminer exactement de combien il faut déplacer l'alidade pour amener la lunette L sur des traits distants d'une longueur connue et déterminée.

Ces graduations directes sont ordinairement fort commodes. Ici, seulement, on suppose l'opération faite dans des conditions d'orientation et de distances réciproques toutes semblables à celles qui ont lieu dans l'expérience de mesure.

Lois des dilatations. — Les substances qui jusque vers 100° semblent s'allonger proportionnellement à l'élévation de température, suivent au delà de ce terme une loi plus compliquée dans leur dilatation linéaire, ou, plus exactement, la loi de cette dilatation, qui se confondait d'abord avec une proportionnalité à la température, s'en écarte tellement au-dessus du terme que nous indiquons, qu'on ne peut plus en aucune façon la regarder comme se confondant avec elle; mais dans les limites où la proportionnalité subsiste, on peut calculer tous les changements

de longueur que les dimensions des corps éprouvent, quand on connaît l'accroissement que prend, pour une élévation de 1°, une longueur qui à zéro est égale à l'unité.

Coefficient de dilatation. — La fraction qui représente cet accroissement particulier est ce qu'on appelle le coefficient de la dilatation linéaire de la substance considérée.

Plus généralement, quelle que soit la loi de la dilatation d'une substance entre *o* et *t*°, si l'on divise par *t* la fraction δ qui représente la dilatation totale du corps entre ces limites, le quotient sera ce qu'on appelle le coefficient de la dilatation moyenne entre *o* et *t*; mais il faut bien remarquer que ce coefficient moyen ne représente pas nécessairement l'allongement qui correspond à une élévation de température de 1° aux deux limites de l'intervalle *t*.

Problèmes sur les dilatations. — Pour donner une idée de l'usage que l'on peut faire de la connaissance de ces coefficients, proposons-nous de chercher ce que devient, à 20°, la longueur d'une barre de fer qui était 5 mètres à zéro.

Le coefficient de dilatation du fer étant $\frac{1}{81900}$, une barre de 1 mètre, à zéro, acquiert pour chaque degré d'élévation de température un accroissement de longueur de $\frac{1}{81900}$ de mètre; à 20° elle s'est donc allongée de $\frac{20}{81900}$ de mètre. Une barre cinq fois plus longue à zéro aura pris un allongement cinq fois plus considérable, en telle sorte qu'à 20° une pareille barre aura une longueur totale égale à

$$5^m + 5^m \frac{20}{81900} = 5^m\left(1 + \frac{20}{81900}\right) = 5^m \frac{8192}{8190} = \frac{40960}{8190} = \frac{4096}{819} = 5{,}00122.$$

En général une barre dont la longueur est L à zéro, et dont le coefficient de dilatation est K, acquiert à *t* une longueur L′ donnée par l'équation,

$$L' = L\,(1 + tK).$$

D'après cette relation on voit que si l'on donne la longueur L′ à *t*°, pour en déduire la longueur à zéro il faut non pas retrancher de L′, L′*t*K, mais diviser L′ par $1 + tK$.

Enfin, si l'on voulait de la longueur L correspondant à la température *t* passer à la longueur L′ répondant à la température *t*′, on ramènerait d'abord la longueur L à zéro, et cela en la divisant

comme nous venons de l'expliquer, par $1 + tK$; puis on ferait passer à t' la longueur $\frac{L}{1 + tK} = \lambda$, et définitivement le produit $\lambda\ (1 + t'K) = L\,\frac{1 + t'K}{1 + tK}$ serait le résultat demandé.

On pourrait remarquer plus simplement que les longueurs L et L', qu'une même barre occupe aux températures t et t', sont entre elles comme les longueurs $1 + tK$ et $1 + t'K$ qu'occupe à ces températures une barre de longueur 1 à zéro; on a donc

$$\frac{L}{L'} = \frac{1 + tK}{1 + t'K},\quad \text{d'où } L' = L\,\frac{1 + t'K}{1 + tK}.$$

§ 2. — DILATATIONS CUBIQUES.

Quand on connaît la dilatation linéaire d'une substance solide homogène entre deux limites données de température, il est facile d'en conclure la dilatation cubique relative au même intervalle. Pour le prouver, nous partirons de ce principe qu'un corps homogène reste nécessairement semblable à lui-même en se dilatant. Soit donc pour un pareil corps V et V' les volumes qui répondent aux températures o et t, a et a', les longueurs qu'une même dimension de ce corps possède à ces deux températures, on aura, d'après les règles de la géométrie, $\frac{V'}{V} = \frac{a'^3}{a^3}$ d'où $\frac{V' - V}{V} = \frac{a'^3 - a^3}{a^3}$. Or, si l'on représente par l la dilatation linéaire du corps entre o et t, on aura $a'^3 = a^3\,(1 + l)^3$, et par suite $\frac{V' - V}{V} = 3l + 3l^2 + l^3$: $3l + 3l^2 + l^3$ sera donc la fraction qui représente l'accroissement de l'unité de volume pour une élévation de température de $t°$, ou simplement le coefficient de la dilatation cubique, si on suppose $t° = 1°$. A cause de l'extrême petitesse de la fraction l, les termes $3l^2$ et l^3 sont en général négligeables, et l'on arrive ainsi à ce théorème souvent employé, que, pour chaque substance, le coefficient de la dilatation cubique est le triple du coefficient de la dilatation linéaire.

Quoique d'après ce principe on puisse regarder comme connues les dilatations cubiques des substances dont nous avons donné les dilatations linéaires, on a néanmoins fait de nombreuses expériences pour déterminer directement les accroissements en volume d'un grand nombre de corps solides. Les méthodes employées supposent, il est vrai, que l'on connaisse exactement la dilatation cubique du mercure; mais comme nous le verrons prochainement,

cette dernière se détermine directement et avec une grande exactitude. Regardons-la donc comme connue, et voyons comment on en fait usage pour la solution de la question qui nous occupe actuellement.

Dilatation d'un vase. — Nous supposerons d'abord qu'il s'agisse de déterminer la dilatation de la capacité intérieure d'un vase. On le termine par un col effilé de manière à en faire une sorte de thermomètre à poids, puis on mesure exactement, comme nous l'avons expliqué plus haut, p. 204, le poids P de mercure qui le remplit à zéro, et le poids p du liquide sorti à $t°$.

Soit D le poids spécifique du mercure à zéro, $K = \frac{1}{5550}$ son coefficient de dilatation, x la fraction inconnue qui représente la dilatation du vase entre o et t.

Le volume du vase à zéro est $\frac{P}{D}$; à t, il est $\frac{P}{D}(1 + x)$.

Le mercure restant pèse $P - p$ et occupe un volume

$$\frac{P-p}{D}\left(1 + \frac{t}{5550}\right).$$

Le contenant étant égal au contenu, on a donc

$$\frac{P}{D}(1+x) = \frac{P-p}{D}\left(1 + \frac{t}{5550}\right)$$

d'où

$$P + Px = P - p + \frac{(P-p)t}{5550}$$

et enfin

$$Px = \frac{(P-p)t}{5550} - p$$

$$x = \frac{P-p}{P} \times \frac{t}{5550} - \frac{p}{P}.$$

Lorsqu'en opérant ainsi, on détermine le coefficient de la dilatation d'un vase de verre, on trouve qu'il est sensiblement égal au triple du coefficient de la dilatation linéaire que l'on obtient en mesurant l'allongement des barres de verre de même composition.

Les petites différences, quand elles existent, s'expliquent par les changements que le travail fait éprouver à l'état physique de ce corps.

Expériences de MM. Dulong et Petit. — Pour déterminer la dilatation cubique du fer et du platine entre zéro et 300, MM. Dulong et Petit renfermaient des morceaux assez volumineux de ces substances dans des tubes convenables dont ils effilaient ensuite l'ouverture de manière à leur donner la forme de thermomètres à poids, puis ils remplissaient exactement ces réservoirs avec du mercure pur et sec à zéro, et les portant alors à une température élevée T, ils déterminaient le poids p du liquide qui s'écoulait au dehors.

Soit P le poids du corps à étudier, et D son poids spécifique à zéro.

Soit de même P′ le poids du mercure introduit à zéro et D′ son poids spécifique.

Enfin X, K′, K″ les coefficients moyens de dilatation du corps, du mercure et du verre, entre zéro et la température T à laquelle on fait l'expérience.

Le volume du corps à zéro est $\frac{P}{D}$, celui du mercure $\frac{P'}{D'}$, et par suite, celui du vase est $\frac{P}{D} + \frac{P'}{D'}$. A T°, il sort un poids p de mercure ; donc le volume du mercure restant n'est que $\frac{P'-p}{D'}(1 + TK')$. Quant à ceux du corps et du vase, ils sont respectivement

$$\frac{P}{D}(1 + TX) \text{ et } \left(\frac{P}{D} + \frac{P'}{D'}\right)(1 + TK'')$$

et comme le contenant doit toujours égaler le contenu, on a

$$\left(\frac{P}{D} + \frac{P'}{D'}\right)(1 + TK'') = \frac{P}{D}(1 + TX) + \frac{P' - p}{D'}(1 + TK').$$

d'où l'on déduit

$$\left(\frac{P}{D} + \frac{P'}{D'}\right) TK'' = \frac{P}{D} TX - \frac{p}{D'}(1 + TK') + \frac{P'}{D'} TK',$$

ou enfin

$$\frac{P}{D} TX = \frac{p}{D'}(1 + TK') + \left(\frac{P}{D} + \frac{P'}{D'}\right) TK'' - \frac{P'}{D'} TK'.$$

Expériences de M. Billet. — Dans un travail important et sur lequel nous aurons plus d'une fois l'occasion de revenir, M. Billet

§ 3. — DILATATION DES CORPS CRISTALLISÉS.

Les corps solides homogènes se dilatent également dans toutes les directions autour de chaque point, et par suite, en s'échauffant, ils restent géométriquement semblables à eux-mêmes. Mais l'accroissement de volume des cristaux ne se fait pas toujours suivant des lois aussi simples. M. Mitscherlich, en effet, a reconnu que chez beaucoup d'entre eux les angles subissent des variations notables lorsque la température s'élève, et cette seule observation prouve que l'allongement suivant les directions des différents axes de cristallisation se fait en des proportions différentes.

On peut, à l'aide de déterminations faites au sphéromètre, mesurer ces dilatations inégales. Voici de quelle manière M. Mitscherlich y est parvenu, en opérant sur le spath d'Islande.

Il fit tailler deux lames de cette substance, l'une parallèlement l'autre perpendiculairement à l'axe : elles avaient sensiblement la même épaisseur, toutefois cette égalité n'était pas absolue. A 12°, la première avait $13^{mm},267$ d'épaisseur; la deuxième, qui devait donner la dilatation dans le sens de l'axe, était un peu plus mince; la différence était de $0^{mm},010$. A 83°, au contraire, elle était plus épaisse de $0^{mm},020$; il suffisait pour le constater de placer les deux plaques sous l'eau chaude, l'une à côté de l'autre, et d'exécuter les mesures comme à l'ordinaire. Le spath perpendiculaire s'était donc dilaté plus que l'autre; et comme la différence se trouvait être de $0^{mm},030$ pour un échauffement de 71° et une épaisseur primitive de $13^{mm},267$, il s'ensuivait qu'elle eût été de $3^{mm},19$ par mètre et pour une élévation de température égale à 100°. Restait à connaître la variation absolue de l'épaisseur suivant l'une de ces directions. Dans ce but M. Mitscherlich fit tailler deux nouvelles plaques, l'une de verre, l'autre de spath parallèle à l'axe, très-sensiblement de même épaisseur. Toutes deux furent placées sous l'eau à $15° \frac{1}{2}$, et dans ces circonstances la première fut trouvée de $0^{mm},007$ plus mince que la seconde. A 93°, au contraire, elle était plus épaisse de $0^{mm},019$. Par conséquent, pour 100° la dilatation du verre l'emportait sur celle de la lame de spath calcaire de 0,0335. Or, la lame de verre avait une épaisseur de $23^{mm},657$; elle devait donc, pour 100°, se dilater de $23^{mm},657 \times \frac{1}{1161} = 0^{mm},0204$; et comme ce nombre est moindre que $0^{mm},0335$, il était évident que le spath s'était contracté; pour 100° la contraction eût été de $0^{mm},0335 - 0^{mm},0204 = 0^{mm},0131$. Si l'on divise cette quantité par $23^{mm},657$, le quo-

tient représente la contraction par mètre, et pour 100°; on la trouve égale à 0m00055.

Enfin si l'on rapproche ce résultat du précédent, on en conclut que, suivant l'axe, le spath se dilate de 0,00264 par mètre et pour 100°; et en effet, la somme 0m,00264 + 0m00055 est égale au nombre 0m,00319 par lequel nous avons vu se traduire la différence qui, pour une élévation de 100°, s'établit entre les épaisseurs primitivement égales des deux plaques de spath, l'une parallèle, l'autre perpendiculaire à l'axe de cristallisation.

CHAPITRE III

DILATATION DES LIQUIDES.

§ 1. — DILATATION DU MERCURE.

Expériences de MM. Dulong et Petit. — MM. Dulong et Petit ont étudié la dilatation du mercure par un procédé applicable à tous les liquides qu'on peut obtenir en quantités un peu considérables; ce procédé, dont la première idée est due à Boyle, a le grand avantage de ne supposer connue aucune autre dilatation.

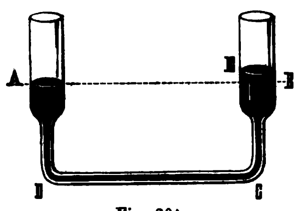


Fig. 201.

Voici quel en est le principe :

Si un siphon renversé AECD (fig. 201), est à peu près rempli d'un liquide ayant même température en tous ses points, les niveaux dans les deux branches verticales seront dans un même plan horizontal, ils seront donc à même distance au-dessus du tube de communication DC, que nous supposerons droit et horizontal. Mais si dans la branche CE le liquide est plus chaud qu'en AD, le niveau en E sera plus élevé qu'en A, et, d'après les lois générales de l'équilibre des liquides, il y aura proportionnalité inverse entre les hauteurs CE et DA et les densités du liquide chaud et du liquide froid. Donc, en appe-

lant D′ et D ces densités, et posant d'ailleurs CE = H′ et DA = H, on aura la proportion :

$$H' : H :: D : D'.$$

Si maintenant on désigne par V′ et V les volumes qu'un même poids de mercure occupe dans les deux branches, on aura évidemment $V' : V :: D : D'$; en rapprochant cette proportion de la précédente avec laquelle elle a un rapport commun, on en déduit $H' : H :: V' : V$, d'où $\frac{H'-H}{H} = \frac{V'-V}{V}$, mais $\frac{V'-V}{V}$ exprime la dilatation qu'éprouve l'unité de volume de mercure en passant de la température de la branche froide à celle de la branche chaude; la mesure de cette dilatation est donc ramenée à celle des hauteurs H′ et H laquelle se fait avec une grande précision à l'aide du cathétomètre.

Nous allons maintenant décrire l'appareil de MM. Dulong et Petit et exposer avec quelques détails leur manière d'opérer.

Le siphon dont ils faisaient usage n'avait point partout même diamètre. Les branches verticales s'élargissaient vers le haut, mais les parties inférieures, ainsi que le canal horizontal de communication étaient formés d'un tube beaucoup plus étroit; par cette disposition, on diminuait sans aucun inconvénient le poids du

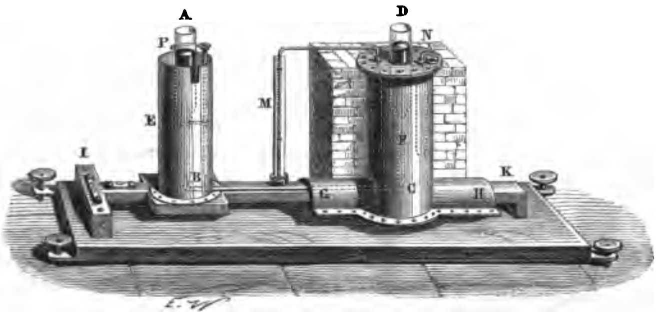


Fig. 202.

mercure contenu dans l'appareil, et surtout on rendait très-difficile ou même impossible le mouvement du liquide d'une branche vers l'autre.

Le tube inférieur BC (fig. 202), était fixé sur une solide règle de fer IK qui avait la forme d'un T et portait deux niveaux à l'aide desquels on pouvait le rendre horizontal.

La première branche verticale, A, était entourée d'un cylindre de fer-blanc au milieu duquel elle était maintenue par un montant métallique; la seconde, D, était enveloppée par un manchon de cuivre rouge plein d'huile que l'on pouvait chauffer jusqu'à 300 à l'aide d'un fourneau latéral N.

Dans l'huile du manchon plongeaient aussi un thermomètre à air M, et un thermomètre à poids dont les réservoirs occupaient à peu près toute la longueur du bain. Leurs indications faisaient connaître la température de la branche chaude. Quant à l'autre branche, elle était toujours entourée de glace pilée et fondante; par suite elle restait invariablement à zéro, ainsi que la tige de fer destinée à la maintenir.

Cette dernière portait un petit crochet recourbé dont la pointe P servait de repère.

On avait relevé avec soin la distance a de cette pointe à l'axe du tube horizontal BC, et par suite, pour connaître à un instant quelconque les hauteurs H et H′ il suffisait de viser successivement avec la lunette d'un cathétomètre, la pointe P et les niveaux du mercure en A et D.

Soient b et c les quantités dont il fallait déplacer la lunette pour passer de la première position à la seconde ou à la troisième, on avait évidemment, $a - b = H$ $a - c = H'$, et enfin

$$\frac{H' - H}{H} = \frac{b - c}{a - b}.$$

Lorsqu'on voulait faire une observation, on ajoutait dans la branche D assez de mercure pour amener le niveau un peu audessus du couvercle du manchon, et on fermait les ouvertures du fourneau. A partir de cet instant, la température s'élevait lentement vers un maximum dans le voisinage duquel elle restait stationnaire pendant plusieurs minutes, et c'est alors que l'on observait simultanément les hauteurs b et c et les indications des deux thermomètres.

En opérant ainsi, MM. Dulong et Petit ont trouvé que de 0 à 100 la dilatation du mercure est très-sensiblement proportionnelle à la température[1]. Le coefficient de cette dilatation est $\frac{1}{5550}$. Au delà de cette limite, la marche de la dilatation s'écarte de plus en plus de la proportionnalité.

1. Seulement, comme M. Regnault l'a fait remarquer, il reste une ambiguïté sur l'interprétation de ces résultats. MM. Dulong et Petit rapportent en effet les températures au thermomètre à air. Or à l'époque où ils opéraient, le calcul des données de cet instrument était affecté de l'erreur que l'on commettait en supposant égal à 0,00375 le coefficient de la dilatation du gaz entre 0 et 100°.

Entre 0 et 200 le coefficient moyen devient $\frac{1}{5425}$.

Entre 0 et 300 il devient $\frac{1}{5300}$.

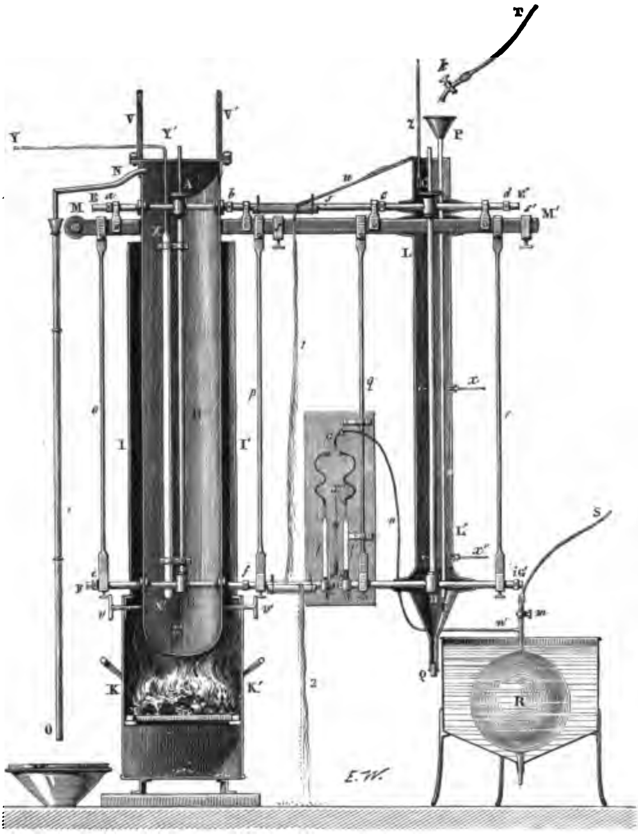


Fig. 203.

Expériences de M. Regnault. — L'usage fréquent que l'on fait du mercure dans les expériences de physique a déterminé M. Regnault à étudier de nouveau la dilatation de ce métal. Le procédé qu'il a employé ne diffère pas essentiellement de celui

que MM. Dulong et Petit avaient adopté; mais le siphon avait des dimensions beaucoup plus considérables (voir fig. 203).

Les branches verticales AB, CD étaient des tubes en fer creux de $1^m,50$ de long et de $0^m,01$ de diamètre intérieur; à leur partie inférieure, elles étaient séparément mises en communication avec un même réservoir R renfermant de l'air comprimé, qui, par sa force de ressort, maintenait soutenu le liquide dont elles étaient remplies. A leur partie supérieure au contraire, elles communiquaient par un tube horizontal *ab cd* qui débouchait dans l'une et dans l'autre à quelques centimètres au-dessous du niveau; grâce à cette disposition, les portions des deux colonnes comprises entre le tube *ab cd* et les niveaux supérieurs se faisaient équilibre, quelles que fussent leurs températures et les actions capillaires exercées à leurs extrémités; par suite on pouvait regarder comme égales les pressions qu'exerçaient contre l'air du réservoir, 1° la colonne de mercure froid comprise entre le plan horizontal passant par *ab* et le sommet du ménisque en t'; 2° la colonne de mercure chaud comptée depuis le même plan supérieur jusqu'au niveau dans le tube t.

C'est en écrivant cette égalité que l'on formait l'équation du problème. Seulement il fallait tenir compte de ce que le mercure en t et t' n'avait pas la même température que dans les branches correspondantes. On diminuait beaucoup, au reste, l'influence des corrections que ces différences entraînaient en s'arrangeant de manière que le niveau en t s'élevât à peine au-dessus de F'F'. On comprend, à l'inspection de la figure, de quelle manière on chauffait l'huile de la chaudière N; le thermomètre à air en mesurait la température. Quant à la seconde branche du siphon, elle était baignée par un courant d'eau dont les thermomètres x, x', z, donnaient exactement le degré.

Nous extrayons des tableaux dans lesquels M. Regnault a exposé ses nombreuses expériences, un certain nombre de résultats qui serviront à faire connaître les lois réelles de la dilatation du mercure entre 0 et 350°.

TABLEAU

DE LA DILATATION DU MERCURE

D'après M. Regnault.

TEMPÉRATURE ou T°.	COEFFICIENT de la dilatation réelle à T°.	COEFFICIENT de la dilatation moyenne entre 0 et T°.
0	$0{,}00017905 = \frac{1}{5585}$	
50	$0{,}00018152 = \frac{1}{5509}$	$0{,}00018027 = \frac{1}{5547}$
100	$0{,}00018305 = \frac{1}{54603}$	$0{,}00018153 = \frac{1}{5509}$
150	$0{,}00018657 = \frac{1}{5360}$	$0{,}00018279 = \frac{1}{5471}$
200	$0{,}00018909 = \frac{1}{5288}$	$0{,}00018405 = \frac{1}{5433}$
250	$0{,}00019161 = \frac{1}{5219}$	$0{,}00018531 = \frac{1}{5396}$
300	$0{,}00019413 = \frac{1}{5151}$	$0{,}00018658 = \frac{1}{5357}$
350	$0{,}00019666 = \frac{1}{5085}$	$0{,}00018784 = \frac{1}{5324}$

§ 2. — DILATATION DES LIQUIDES QUELCONQUES.

Les procédés que l'on adopte le plus ordinairement dans l'étude de la dilatation des liquides sont, au point de vue pratique, plus simples que celui de MM. Dulong et Petit. Mais théoriquement, ils sont moins directs, en ce sens qu'ils supposent connue la dilatation d'appareils en verre dont ils nécessitent l'emploi.

Celui que nous décrirons d'abord est applicable aux liquides que l'on peut se procurer purs en grande quantité. Voici en quoi il consiste. Si l'on appelle V et V′ les volumes qu'un même poids d'un corps quelconque occupe à deux températures pour lesquelles ses densités sont D et D′, on a entre ces quantités la relation

$$\frac{V'}{V} = \frac{D}{D'} \text{ d'où } \frac{V' - V}{V} = \frac{D - D'}{D'} = \frac{D}{D'} - 1$$

Par conséquent, si l'on connaît la valeur numérique de $\frac{D}{D'}$, on en conclura immédiatement $\frac{V'-V}{V}$, c'est-à-dire la dilatation qu'éprouve en s'échauffant à $t^{o\prime}$ un volume de la substance considérée qui était 1 à t^o.

Lorsqu'il s'agit de liquides, il serait très-facile de déterminer $\frac{D}{D'}$, si l'on pouvait avoir un fragment d'une substance solide non dilatable et déterminer, sans subir l'influence de l'air, les pertes de poids p et p'' que ce fragment éprouverait par son immersion dans le liquide étudié aux deux températures t et t' ; car d'après le principe d'Archimède, le rapport de ces pertes de poids serait celui des densités D et D'.

Dans la pratique, il est vrai, les conditions que nous venons d'indiquer ne sont pas réalisables ; mais l'on n'en peut pas moins appliquer la méthode : pour le faire, sans se préoccuper de l'influence de l'air dont on constate aisément la nullité, il suffit de ramener la perte de poids p', relative à la température t', à ce qu'elle eût été si le volume du corps immergé fût resté le même qu'à la température t. Rien de plus simple quand on connaît la dilatation de ce dernier. Soient en effet U et U' les volumes qu'il occupe à t et à t' ; la perte de poids p'' qu'il eût éprouvée à la température t', s'il ne s'était pas dilaté, eût été moindre que p'. Or, entre p'' p', U et U' il existe évidemment la relation $p'' : p' :: U : U'$, puisque les poids de volumes différents d'un même corps sont proportionnels à ces volumes : p'' étant ainsi déterminé, on a nécessairement $\frac{p''}{p} = \frac{D'}{D}$, ou si l'on aime mieux $\frac{p'U}{pU'} = \frac{D'}{D}$.

Le rapport des densités du liquide aux températures t' et t est donc déterminé en fonction des pertes des poids p' et p qui se mesurent directement, et du rapport $\frac{U}{U'}$ qui est connu. Par suite enfin l'on obtient la dilatation cherchée par l'équation

$$\frac{V'-V}{V} = \frac{pU'}{p'U} - 1.$$

Le corps solide que l'on emploie d'ordinaire pour faire ces expériences est une ampoule de verre mince lestée avec du mer-

cure. Cette ampoule se met très-aisément en équilibre de température avec le liquide dans lequel elle plonge, et de plus on peut avant de la fermer en mesurer directement la dilatation, ainsi que nous l'avons expliqué plus haut.

On peut aussi étudier fort commodément les dilatations des liquides par un autre procédé employé par MM. Lavoisier et Laplace, et qui présente l'avantage de n'exiger que de faibles proportions de la substance sur laquelle on opère.

Procédé fondé sur la détermination des dilatations apparentes. — On prend un vase de verre ayant la forme d'un thermomètre ordinaire, on le jauge avec soin de manière à connaître exactement à zéro le volume V du réservoir et le volume v de chacune des parties égales dans lesquelles la tige est divisée. Cela fait, on y introduit le liquide à étudier en opérant comme s'il s'agissait de remplir un thermomètre ordinaire, et l'on détermine par de simples lectures les volumes apparents $V + nv$ $V + n'v$ que ce liquide y occupe quand l'appareil est plongé successivement dans deux bains à températures fixes t et t'. Ces volumes apparents sont en réalité un peu inférieurs à ceux que possède réellement le liquide, car, par suite de la dilatation du verre, une capacité de V centimètres cubes à zéro acquiert à t une valeur numériquement représentée par $V(1 + tK)$, K étant le coefficient de la dilatation du verre.

La différence $(V + n'v)(1 + Kt') - (V + nv)(1 + Kt)$, représente l'accroissement réel du volume liquide et le quotient

$$\frac{(V + n'v)(1 + Kt') - (V + nv)(1 + Kt)}{(V + nv)(1 + Kt)} = \frac{\frac{(V + n'v)(1 + Kt')}{(V + nv)(1 + Kt)} - 1}{1}$$

ou simplement

$$\frac{V + n'v}{V + nv} \cdot \frac{1 + Kt'}{1 + Kt} - 1$$

est la dilatation que l'unité de volume du liquide éprouve en passant de la température t à la température t'.

Ce résultat peut se mettre sous une autre forme, soit α le rapport de v à V.

L'expression de la dilatation D que l'on cherche devient

$$\frac{1 + n'\alpha}{1 + n\alpha} \cdot \frac{1 + Kt'}{1 + Kt} - 1 = D$$

ou encore

$$\frac{(1 + n'\alpha)(1 + Kt') - (1 + n\alpha)(1 + Kt)}{(1 + n\alpha)(1 + Kt)} = D.$$

Si l'on effectue les opérations en négligeant les termes qui sont du second degré en α et K, il vient simplement

$$D = (n' - n)\,\alpha + K\,(t' - t).$$

$K\,(t' - t)$ est la fraction qui représente la dilatation réelle du verre entre t' et t', quant au terme $(n' - n)\,\alpha$, il représente ce qu'on appelle la dilatation apparente du liquide; et en effet, comme on ne voit pas la dilatation du réservoir de verre, on ne juge au premier abord de celle du liquide que par le nombre $n' - n$ de divisions dont on le voit monter dans le tube.

Il est quelquefois commode ou même indispensable d'avoir dans l'appareil thermométrique, au-dessus de la substance que l'on étudie, une couche d'un autre liquide qui s'élève dans le tube divisé à l'aide duquel on observe les variations de volume.

Cette circonstance s'est en particulier présentée dans les expériences de M. Billet sur la dilatation du phosphore, du soufre, de l'iode liquides, etc.

Dans ce cas, il faut connaître exactement le poids absolu, le poids spécifique et la loi de dilatation du liquide auxiliaire. Alors, comme on l'a vu page (216) on déduit sans difficulté du volume de la somme des deux corps, lequel s'observe directement, celui de la substance que l'on étudie; par suite enfin, on peut connaître les changements que ce dernier volume éprouve pour une variation connue de la température.

Lois des dilatations des liquides. — La dilatation des liquides est ordinairement beaucoup plus grande que celle des solides, et de plus elle n'est pas en général proportionnelle à l'élévation de la température.

Ainsi, en passant de zéro à 10° et de zéro à 40, les liquides dont les noms sont inscrits au tableau suivant, se dilatent dans une proportion qui n'est pas celle de 1 à 4; en outre, les variations de leurs volumes sont bien supérieures à celles que le zinc éprouverait dans les mêmes circonstances; et l'on sait que le zinc est le plus dilatable des métaux usuels.

	Volume à 0.	Volume à 10°.	Volume à 40°.
Eau	1	1,000146	1,007492
Alcool	1	1,010661	1,044828
Éther	1	1,015408	1,066863
Sulfure de carbone.	1	1,011554	1,049006
Esprit de bois	1	1,012020	1,050509
Zinc	1	1,000882	1,003528

Maximum de densité de l'eau. Recherches de M. Despretz. — A l'inspection des nombres précédents, il est impossible de ne pas remarquer combien peu diffèrent l'un de l'autre les volumes occupés par un même poids d'eau à zéro et à 10. L'extrême petitesse de la différence tient à ce qu'au lieu de se dilater à partir de zéro, l'eau se contracte jusqu'à une certaine limite, de telle sorte qu'elle atteint un maximum de densité à quelques degrés au-dessus du point de la glace fondante. On s'est beaucoup occupé, vers le commencement du siècle, de déterminer exactement la température de ce maximum ; mais les observations des différents physiciens présentaient peu d'accord entre elles. M. Despretz a repris la question et il a prouvé que c'est à 4° que l'eau acquiert sa plus grande densité. Voici par quelle méthode :

La dilatation de l'eau et en général celle des liquides, à partir d'une température déterminée, se représente bien par une expression de la forme $D_t = at + bt^2 + ct^3$. t représente l'élévation de température à laquelle répond la dilatation D_t ; a, b, c sont des coefficients dont il faut déterminer expérimentalement les valeurs numériques. A cet effet, on mesure très-exactement les dilatations D', D'', D''', que subit le liquide pour trois élévations de température différente t', t'', t''', toutes comptées à partir de la même limite inférieure.

En substituant successivement ces dilatations et les accroissements de température correspondants dans la formule $D_t = at + bt^2 + ct^3$, on obtient trois équations qui suffisent pour faire connaître la valeur des constantes cherchées a, b, c.

Quand on opère sur l'eau, si le point de départ est la température de la glace fondante, le coefficient a est négatif, en sorte que pour les petites valeurs de t, l'expression D_t de la dilatation est négative elle-même. La température du maximum de contraction est celle qui fait acquérir au polynome $at + bt^2 + ct^3$ sa plus grande valeur négative. Or, on détermine cette valeur de t sans difficulté en appliquant au polynome que nous considérons les règles générales de la détermination des maxima ou des minima des fonctions. Il suffit de chercher la valeur de la variable qui annule la dérivée $a + 2bt + 3ct^2$ de la fonction proposée, ou, en d'autres termes, de trouver celle des racines de l'équation $a + 2bt + 3ct^2 = o$ qui convient à la question physique qu'il s'agit de résoudre.

Si l'on aimait mieux opérer graphiquement, on porterait sur un axe OX (fig. 204) des longueurs OA, OB, OC, croissant comme les nombres 1, 2, 3 et représentant les températures ; par les points

A, B, C, on élèverait des perpendiculaires A*a*, B*b*, C*c*, proportionnelles aux fractions qui représentent les variations de volume du liquide, en prenant soin de les porter au-dessous de *o*X quand il y a contraction, et au-dessus dans le cas contraire. Par les points *a*, *b*, *c*, etc., on ferait passer une courbe : l'abscisse *o*D du point où la tangente est parallèle à *ox*, indique la température du maximum de densité cherché.

La contraction que l'eau éprouve en se refroidissant de zéro

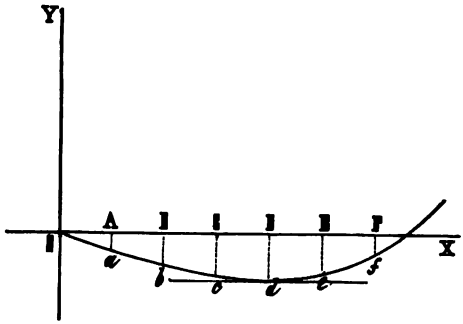


Fig. 204.

à 4° est la cause d'un phénomène intéressant qui a été observé vers la même époque (1804) par Tralles en Suisse, et par Hope en Angleterre.

Lorsqu'un vase plein d'eau à 10° environ est abandonné à lui-même, dans un repos absolu, au milieu d'une enceinte dont la température est égale à zéro, ou inférieure à ce point, le refroidissement du liquide inférieur se fait sentir plus rapidement au fond du vase qu'à la partie supérieure, ainsi que l'on peut s'en assurer à l'aide de thermomètres placés en ces deux régions différentes. Mais quand le thermomètre inférieur que nous appelons *t'* est descendu à 4 degrés, il reste invariablement à cette température jusqu'à ce que le thermomètre supérieur *t*, l'ait atteinte lui-même; à partir de cet instant, il baisse de nouveau, mais toujours moins rapidement que le thermomètre supérieur autour duquel l'eau finit bientôt par se geler.

L'explication de ce fait est très-simple; originairement, les couches qui se refroidissent à la partie supérieure du vase deviennent plus denses que les couches inférieures, descendent à leur place et les forcent à s'élever; le thermomètre supérieur est donc

incessamment réchauffé par les couches ascendantes, tandis que le thermomètre inférieur est refroidi par celles qui descendent. Lorsque t' est arrivé à 4° ou à peu près, il reste à cette température tant que la partie supérieure du vase ne s'y trouve pas elle-même. A dater de ce moment le liquide qui enveloppe t continue à se refroidir en se dilatant, et par suite sans tomber au fond du vase, aussi le refroidissement de t' ne s'opère-t-il que très-lentement.

M. Despretz a eu aussi recours à l'étude de ces effets curieux pour contrôler les résultats auxquels il était arrivé sur la détermination du maximum de densité de l'eau.

En observant régulièrement, et à petits intervalles, les deux thermomètres t et t', il obtenait les données nécessaires à la construction de courbes propres à représenter leur marche décroissante. Les abscisses comptées sur OX (fig. 205) représentant les

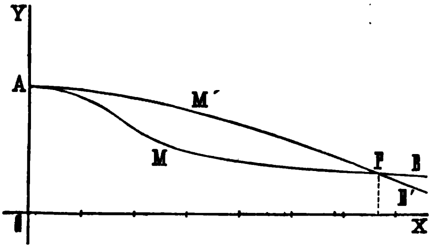


Fig. 205.

températures, les ordonnées de la courbe AMB sont les températures correspondantes du thermomètre t', celles de la courbe AM'B' sont relatives à t. L'ordonnée du point P où ces courbes se coupent représente la température du maximum.

Dans les cours, l'appareil que l'on emploie pour répéter ces expériences, consiste essentiellement en une éprouvette dans l'intérieur de laquelle pénètrent les deux thermomètres ci-contre désignés par t et t' (fig. 206). Les tiges sortent à l'extérieur de sorte que les lectures se font aisément. Un manchon de cuivre O est disposé autour de la partie moyenne de l'éprouvette de manière à pouvoir recevoir de la glace pilée ou un mélange réfrigérant.

Maximum de densité des solutions salines. — Enfin, M. Despretz a étendu ses recherches non-seulement à l'eau de mer, mais encore à un grand nombre de solutions salines.

Il est arrivé aux conclusions suivantes :

L'eau de mer et toutes les solutions aqueuses ont un maximum de densité.

L'abaissement du point de congélation au-dessous de zéro et celui du maximum de densité sont sensiblement proportionnels à la quantité de matière dissoute dans l'eau.

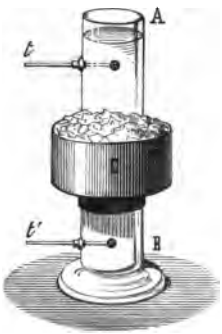


Fig. 206.

Mais, pour un même poids de matière dissoute, la température du maximum baisse plus que celle de la congélation.

En sorte que pour observer le maximum dont il s'agit il faut trouver le moyen d'empêcher la congélation du liquide de se faire à la température où elle se produit ordinairement. Nous verrons plus tard comment on satisfait à cette condition.

Nous extrayons du Mémoire de M. Despretz trois tableaux qui prouvent l'exactitude de ces diverses assertions.

Le premier fait connaître les variations de volume qu'éprouve en passant de 0 à 100 une certaine quantité d'eau pure occupant 1 litre à 4°.

Le second met en évidence l'influence que peut avoir sur la température du maximum et sur celle de la congélation, la nature de la substance dissoute.

Le troisième montre clairement qu'un même accroissement dans la proportion de sel dissous dans l'eau abaisse beaucoup plus la température du maximum que celle de la congélation.

TABLEAU NUMÉRO 1.

Températures.	Volumes occupés par un poids d'eau constant.
0	1,0001269
4	1,000000
10	1,0002684
20	1,00179
30	1,00433
40	1,00773
50	1,01205
60	1,01698
70	1,02255
80	1,02885
90	1,03566
100	1,04315

TABLEAU NUMÉRO 2.

Nature des dissolutions.		Température du maximum de densité.	Température de la congélation.
Dissolution renfermant 997,45 d'eau et 37,39 de	chlorure de sodium	— 4,75	— 2,77
	chlorure de calcium	— 3,92	— 3,92
	sulfate de potasse	— 2,28	— 2,09
	sulfate de soude	— 4,33	— 2,30
	carbonate de potasse	— 3,95	— 3,21
	carbonate de soude	— 7,01	— 2,85
	potasse pure	— 5,64	— 2,10

TABLEAU NUMÉRO 3.

Nature des dissolutions.		Température du maximum de densité.	Température de la congélation.	Point auquel remonte le thermomètre au moment de la congélation.
Dissolution renfermant 997,45 d'eau et une proportion de chlorure de sodium égale à	12,346	+ 1,19	— 1,206	— 0,71
	24,69	— 1,69	— 2,24	— 1,41
	37,039	— 4,75	— 2,77	— 2,12
	74,078	— 16,00	— 4,3	
Dissolution renfermant 997,45 d'eau et une quantité de sulfate de potasse égale à	6,173	+ 2,92	— 0,15	....
	12,346	+ 1,91	— 0,27	....
	24,692	— 0,11	— 0,55	....
	37,039	— 2,28	— 2,09	....
	74,048	— 8,37	— 4,08	....

Recherches de M. Pierre. — De tout ce que nous avons dit jusqu'ici, il résulte évidemment que l'on ne peut pas donner une idée suffisante de la manière dont un liquide se dilate, en assignant simplement la grandeur de la variation de volume qu'i éprouve lorsqu'il passe de zéro à 1°. Il faut, pour faire connaître cette dilatation, ou bien développer *in extenso* les tables qui la représentent dans toute l'étendue de l'échelle de liquidité du corps, ou bien les résumer en une formule de la forme $D_t = at + bt^2 + ct^3$, ainsi que nous l'avons déjà indiqué au sujet de l'eau.

M. Pierre, dans ces dernières années, a publié sur le sujet qui nous occupe une série très-étendue de travaux; et il a fait connaître les formules des dilatations d'un nombre considérable de liquides préparés par lui-même dans un état de pureté parfaite.

Nous en transcrivons ici quelques-unes, la dilatation D_t est comptée à partir de zéro :

Alcool............ $D_t = 0{,}001048630106063\ t + 0{,}000001750990620\ t^2 + 0{,}000000001345183\ t^3.$

Esprit de bois...... $D_t = 0{,}001185569707407\ t + 0{,}000001564932615\ t^2 + 0{,}000000000911344\ t^3.$

Sulfure de carbone. $D_t = 0{,}001139803833952\ t + 0{,}000001370651328\ t^2 + 0{,}000000019122546\ t^3.$

Éther............. $D_t = 0{,}001513244795061\,9\ t + 0{,}000002359182881\ t^2 + 0{,}000000004005124\ t^3.$

Sans accroître le nombre de ces citations, nous ajouterons quelques mots touchant l'emploi que l'on peut faire des formules précédentes ou de leurs analogues.

La différence $D_{t'} - D_t$ représente pour chaque liquide la dilatation qu'éprouve en passant de t à t' un volume qui était 1 à zéro.

En la divisant par $t' - t$, on obtient ce que l'on appelle le coefficient moyen de la dilatation entre ces limites.

Lorsque $t' - t$ décroît indéfiniment, le quotient converge vers une limite dont l'expression algébrique est : $a + 2bt + 3ct^2$.

Cette limite est, à proprement parler, le coefficient vrai de la dilatation absolue relative à la température t. Elle ne diffère pas sensiblement de la valeur que prend $D_{t'} - D_t$ lorsque $t' - t = 1$.

Enfin il est clair que si l'on connaît l'expression de la dilatation $D_{t'} - D_t$ définie comme nous venons de le faire, il suffit de la diviser par l'expression du volume $1 + D_{t'}$ correspondant à la température t', pour avoir la fraction du volume à t', dont le liquide se contracte en se refroidissant de t' à t.

Ces définitions posées, on comprendra sans peine les énoncés suivants, que nous extrayons du mémoire de M. Pierre.

1° Les liquides suivent des lois différentes dans leurs dilatations à partir de zéro, et ces lois paraissent très-compliquées;

2° Si l'on excepte quelques groupes peu nombreux, tous suivent aussi des lois de contraction différentes, à partir de leur température d'ébullition;

3° Le coefficient vrai de la dilatation absolue de ces corps croît en général avec la température, et quelquefois d'une manière assez rapide. Ainsi, pour le chlorure de silicium, il augmente dès 0,58 de sa valeur primitive, lorsque la température s'élève

de 0 à 59 degrés. Pour l'aldehyde, le coefficient absolu croît plus rapidement encore ; à la température de 22°, il est à peu près égal aux deux tiers de celui de l'air.

A ces résultats nous joindrons ceux que M. Thilorier a obtenus en étudiant la dilatation de l'acide carbonique liquide.

D'après cet habile expérimentateur « le gaz liquéfié dont la pesanteur spécifique à zéro est 0,83, présente le phénomène unique d'un liquide qui, de — 20 à + 30 centigrades, parcourt l'échelle des densités depuis 0,90 jusqu'à 0,60. »

Ainsi, en partant de la relation $\frac{D_o}{D_t} = \frac{V_t}{V_o} = \frac{V_o(1+\delta)}{V_o}$ on obtient, pour l'expression de la dilatation entre 0 et 30, le chiffre $\frac{0,83}{0,60} - 1 = 0,383$.

Entre ces limites, l'acide carbonique liquide a donc un coefficient moyen de dilatation égal à $\frac{0,0383}{3} = 0,0127$.

D'après M. Baudrimont, le liquide produit par la condensation du gaz que l'on retire de l'eau régale, en la chauffant à 86°, aurait aussi une grande dilatabilité ; le coefficient moyen de la dilatation de ce liquide, serait 0,0020 entre 0° et 6°, et 0,0036 entre 6 et 18°.

Enfin, il était très-intéressant de comparer la grandeur des changements de volumes qu'un même corps éprouve pour une même variation de température au-dessus et au-dessous de son point de liquéfaction.

Le plus souvent, il est vrai, d'extrêmes difficultés d'expérience ne permettent pas de résoudre la question ; néanmoins, dans un travail que nous avons déjà eu l'occasion de citer, M. Billet est parvenu à le faire, en employant la méthode décrite page 216.

Le tableau suivant montre toute l'influence que le premier changement d'état de la matière, exerce sur la grandeur absolue de la dilatation qui répond à une variation donnée de température.

Les valeurs des coefficients qui s'y trouvent inscrits sont rapportés au volume que le corps étudié occupe à la température de sa liquéfaction.

TABLEAU DES DILATATIONS

DE QUELQUES SUBSTANCES

A L'ÉTAT SOLIDE ET A L'ÉTAT LIQUIDE.

Noms des substances étudiées.	Coefficient moyen de la dilatation que la substance solide éprouve dans les 50° qui précèdent le point de sa liquéfaction.	Coefficient moyen de la dilatation que la substance liquide éprouve dans les 50° qui suivent le point de sa liquéfaction.
Phosphore	0,000365	0,000521
Soufre	0,000170	0,000514
Iode	0,000235	0,000856

CHAPITRE IV

APPLICATION DES LOIS DE LA DILATATION

DES CORPS SOLIDES ET LIQUIDES.

Il est un certain nombre de questions importantes dont la solution se déduit aisément de ce qui a été précédemment exposé touchant la dilatation des corps. Nous allons en traiter rapidement quelques-unes.

Correction des mesures linéaires. — Les règles avec lesquelles on mesure les longueurs, ont des dimensions qui changent avec la température; et comme sur une échelle considérable, l'erreur qui provient de ces changements n'est point négligeable, il est indispensable de la corriger. Rien de plus simple, lorsqu'on connaît exactement la température de la règle, et le coefficient k de sa dilatation linéaire. En effet, pour un nombre quelconque de degrés d'élévation dans la température, chaque division se trouve accrue dans le rapport de 1 à $1 + tk$; $\frac{1 + tk}{1}$ est donc la fraction par laquelle il faut multiplier la longueur directement mesurée pour en avoir la valeur exacte. Quelquefois, il est vrai, on est embarrassé pour connaître la température moyenne de la

règle qui sert aux mesures; mais on peut lever la difficulté, en suivant une méthode que Borda a employée, lorsque, pour arriver à connaître la longueur d'un arc de méridien, il fallut estimer, sur le terrain, la longueur d'une base, avec une scrupuleuse exactitude. La règle dont il faisait usage était en platine; elle avait quatre mètres de long, et vers l'une de ses extrémités P' (fig. 207), elle présentait une série de fines divisions équidistantes.



Fig. 207.

A son autre extrémité P elle se trouvait fixée par une vis, à une seconde règle de cuivre qui la recouvrait jusqu'en un point C' voisin de P'. Cette règle de cuivre portait en C' un vernier qui se mouvait sur la graduation tracée sur le platine, et un microscope M permettait de juger très-exactement de la position que le zéro du vernier occupait.

Or, en déterminant avec soin cette position dans chacune des mesures exécutées sur le terrain, on parvenait à connaître la température de la règle, et par suite sa longueur; voici comment : on avait cherché d'abord avec quels traits de la règle coïncidait le zéro du vernier à deux températures fixes t et t', 0 et 100 par exemple; soient n et n' les numéros d'ordre de ces traits; si dans une observation quelconque le zéro coïncidait avec la division n'', on pouvait calculer la température correspondante t'' par la relation

$$\frac{t''-0}{100-0}=\frac{n''-n}{n'-n} \qquad t''=100\,\frac{n''-n}{n'-n}$$

Corrections barométriques. — Les observations barométriques exigent différentes sortes de corrections. Les unes sont relatives à l'influence de la capillarité. Nous en avons parlé page 77.

D'autres sont destinées à faire disparaître les petites erreurs qui proviennent des changements de longueur que l'échelle éprouve sous l'influence des variations de la température atmosphérique.

Enfin, comme ces mêmes changements de température font aussi varier la densité du mercure, il faut ramener toutes les hauteurs que l'on veut comparer, à ce qu'elles eussent été si la température s'était trouvée la même dans toutes les observations. On

est donc convenu d'exprimer toutes les pressions barométriques en colonnes de mercure à zéro, et rien n'est plus facile.

Soit en effet H la hauteur observée à la température t, et x la longueur de la colonne de mercure à zéro qui équilibrerait la même pression ; soit enfin D' et D les densités du mercure à ces deux températures, d'après les règles de l'équilibre des liquides, page 160, on doit avoir

$$\frac{x}{H} = \frac{D'}{D} \quad x = H\,\frac{D'}{D} \quad \text{or} \quad \frac{D'}{D} = \frac{1}{1+Kt} \quad \text{donc } x = \frac{H}{1+Kt}$$

Corrections thermométriques. — Lorsqu'on veut trouver la température x d'un bain liquide avec un thermomètre dont le réservoir seul peut plonger dans ce bain, on s'arrange de manière à maintenir la tige à une température connue t, et il est alors facile de déduire x de l'observation de t et du nombre n de degrés lus sur l'instrument. Soit en effet α la capacité du degré à zéro, le poids du mercure contenu dans la tige à t est $n\alpha D\,\frac{1+tK}{1+tK'}$, D étant le poids spécifique normal du mercure, K' le coefficient de la dilatation de ce métal, et K celui du verre.

Si la tige se trouvait portée à la température x que l'on veut évaluer, le poids du mercure qu'elle renferme ne changerait pas, et comme x représente le nombre de divisions que ce mercure occuperait, on aurait pour nouvelle expression du poids de ce liquide

$$x\alpha D\,\frac{1+xK}{1+xK'}$$

que l'on égale ces deux valeurs d'une même quantité, et l'on formera la relation

$$n\,\frac{1+tK}{1+tK'} = x\,\frac{1+xK}{1+xK'}$$

Si l'on effectue la division en négligeant les termes en KK' il vient d'abord

$$x\,[1 + x\,(K - K')] = n\,[1 + t\,(K - K')]$$

par une seconde division on trouve

$$x = n\,[1 + (x - t)\,(K' - K)]$$

ou enfin en remplaçant K' — K par sa valeur numérique

$$x = n\left[1 + (x - t)\,\frac{1}{6480}\right]$$

Pendules compensateurs. — La marche des horloges serait notablement affectée par les changements de la température atmosphérique, si l'on ne trouvait moyen de rendre la longueur du pendule régulateur indépendante de ces continuelles variations.

Pendule de Graham. — Le premier procédé de compensation qui ait été employé est dû à un célèbre horloger anglais, Graham.

La tige du pendule dont il faisait usage était en fer et la lentille était remplacée par une fiole de verre contenant du mercure.



Fig. 208.

Dans un appareil ainsi construit, le centre d'oscillation est toujours fort voisin du centre de gravité *o* du mercure (fig. 208); si donc par une disposition convenable, on rend la distance du centre *o* au point de suspension A, indépendante des variations de la température, la longueur d'oscillation elle-même n'éprouvera aucun changement appréciable. Or, il est facile de voir que l'on peut réellement obtenir l'invariabilité de la distance A*o*. En effet l'allongement de la tige et celle des parois de la fiole tendent à faire descendre le centre de gravité *o*, tandis que la dilatation du mercure produit un effet inverse, et comme le mercure se dilate beaucoup plus que le fer et le verre, on peut toujours compenser l'un des effets par l'autre, sans allonger démesurément la colonne mercurielle. Le calcul de la compensation se fait au reste très-simplement. Nous allons l'établir en admettant que la tige soit elle-même de verre, ce qui simplifiera l'écriture sans rien ôter à la rigueur de la solution du problème.

Cherchons d'abord de quelle fraction x de sa longueur primitive h, s'élève le niveau d'un cylindre de mercure contenu dans un vase de verre de rayon R lorsque par suite d'un échauffement de 1°, R devient R $(1 + K)$. Soit d le coefficient de la dilatation cubique du liquide.

Le volume de ce dernier était primitivement $\pi R^2 h$; il devient $\pi R^2 h\,(1 + d)$. D'une autre part il se trouve contenu après dilatation dans un cylindre dont la base est devenue $\pi R^2\,(1 + K)^2$ et dont la hauteur est $h\,(1 + x)$; on a donc l'égalité

$$\pi R^2 h\,(1 + d) = \pi R^2\,(1 + K)^2 h\,(1 + x)$$

d'où

$$1 + d = (1 + K)^2\,(1 + x)$$

On en conclut

$$1 + x = \frac{1 + d}{(1 + K)^2}$$

ou bien, si l'on néglige le carré de K et le produit dK, on a simplement $x = d - 2K$.

Pour appliquer ce résultat à la question qui nous occupe on remarquera que si l'on désigne par l la longueur totale du verre de A en B (fig. 208), quand la température s'élève de 1° l croît de lK.

Soit h la longueur inconnue qu'il faut donner au cylindre de mercure renfermé dans la fiole pour qu'il y ait compensation ; le centre de gravité primitivement à une distance $\frac{h}{2}$ du fond s'en éloigne, d'après ce que nous venons de voir, d'une quantité $\frac{h}{2}(d - 2K)$.

Donc il faut que l'on ait

$$lK = \frac{h}{2}(d - 2K) \quad h = \frac{2lK}{d - 2K}$$

Il n'est pas inutile de remarquer ici que si l'on traçait sur la surface de la fiole une division à la distance du fond $\frac{h}{2}$ à laquelle s'en trouve primitivement le centre de gravité du mercure, cette division, pendant l'échauffement, se serait écartée du fond d'une quantité égale à $\frac{h}{2}$ K.

Elle se trouverait donc alors à une distance du centre égale à

$$\frac{h}{2}(d - 2K) - \frac{h}{2}K$$

ou enfin égale à

$$\frac{h}{2}(d - 3K).$$

C'est-à-dire, que la dilatation du mercure dans le verre, semble égale à la différence entre sa dilatation cubique et la dilatation cubique de son enveloppe.

Pendule de Leroy. — Le plus souvent la compensation des pendules s'obtient à l'aide d'une disposition d'appareil proposée par Julien Leroy et qui ne suppose pas l'emploi du mercure.

La lentille L et la tige F′ qui la soutient directement sont reliées au couteau de suspension par un châssis formé des barres

alternatives de fer F′, F et de cuivre C, C′, tellement assemblées que la dilatation de toutes les parties de cuivre raccourcit le pendule, tandis que celle du fer l'allonge.

On comprend le mode d'assemblage à l'inspection de la figure

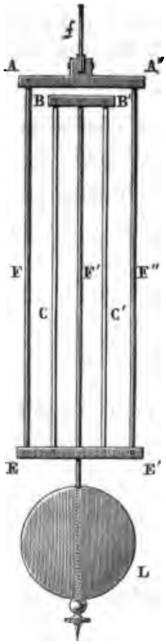


Fig. 209.



Fig. 210.

209, où nous avons, pour simplifier, supposé seulement un cadre de fer FF″ avec un cadre de cuivre CC′; et l'on voit sans peine comment la dilatation de ce dernier relève la traverse BB′ à laquelle la lentille est attachée par l'intermédiaire de la tige F′.

Dans le calcul suivant, nous supposerons qu'il s'agit de rendre invariable la distance z du point de suspension au centre O de la lentille (fig. 210).

Nous admettrons que la tige de fer centrale C est attachée à la lentille précisément au point O; enfin, nous supposerons de suite que l'on emploie deux cadres de chaque métal, parce qu'avec un seul cadre de cuivre, *intérieur* au cadre de fer,

l'exhaussement ne serait pas assez grand pour que la compensation pût être obtenue. Les lignes de cuivre sont marquées par les lettres italiques *a* et *b*, nous en représenterons la longueur par Q′ et R′, nous désignerons ensuite par P, Q, R, S les longueurs des tiges P, A, B, C, qui sont en fer, enfin, nous représentons par f et c les coefficients de dilatation du fer et du cuivre.

Ceci posé pour 1 degré d'élévation dans la température l'allongement du fer sera $(P + Q + R + S) f$ et celui du cuivre $(Q' + R') c$.

L'égalité de ces deux produits est la condition de la compensation.

On peut écrire cette égalité sous la forme

$$(P + S)f = (Q' + R')(c - f) - (Q - Q')f - (R - R')f$$

ou

$$[P + S + (Q - Q') + (R - R')]f = (Q' + R')(c - f)$$

Mais le facteur qui multiplie f dans le premier membre est précisément égal à la distance z et comme $\frac{c-f}{f} = \frac{64}{122}$, on voit que la longueur totale du cuivre doit être un peu moindre que $2z$. Pour voir ce qui arriverait si l'on n'employait qu'un seul cadre de cuivre, il faut dans la formule précédente supposer $R = R' = 0$.

Elle indique alors que Q, devrait être d'une longueur supérieure à z ce qui conduirait à une construction très-incommode.

Nous ne la discuterons pas et nous terminerons en ajoutant qu'après avoir calculé approximativement la longueur des tiges de cuivre, on achève la compensation par tâtonnement en faisant légèrement varier la longueur de la tige S, ce que permet une disposition particulière.

Thermomètre de Bréguet. — Les académiciens de Florence avaient remarqué que si l'on vient à chauffer un arc métallique par sa surface extérieure, à la première impression de la chaleur, il tend à se fermer, ce que l'on explique aisément en remarquant que la couche extérieure, à cause de sa plus grande élévation de température, doit nécessairement devenir plus longue que l'autre tout en coïncidant avec elle aux deux bouts.

Un effet analogue mais bien plus marqué s'observe encore lorsque, au lieu d'un arc homogène, on emploie un système formé de deux barres différentes soudées ou fixées entre elles dans toute leur étendue.

Si le système est primitivement droit, il se courbe quand on le chauffe, et le métal le plus dilatable occupe la convexité de l'arc.

L'inflexion se produit en sens inverse lorsqu'on plonge l'appareil dans un mélange réfrigérant.

On peut encore former avec les deux barres une sorte d'anneau presque complet; et alors on voit l'ouverture changer par suite des variations de température. Elle se ferme par l'échauffement, et s'ouvre par le refroidissement lorsque le métal le moins dilatable occupe la partie intérieure de l'anneau.

Ces effets sont très-visibles à l'œil, on peut les rendre plus sensibles encore à l'aide de dispositions analogues à celles qui nous ont servi, page 195, à rendre manifestes les dilatations linéaires des corps solides, et on les a utilisés dans la construction d'un certain nombre d'appareils que l'on désigne ordinairement sous le nom de thermomètres métalliques. Le plus parfait de tous est celui de M. Bréguet.

Voici comment on le construit :

On soude entre elles trois petites lames métalliques d'argent, d'or et de platine, en ayant soin de les superposer dans l'ordre

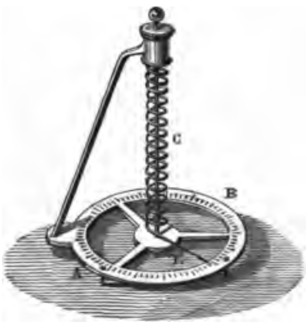


Fig. 211.

que nous indiquons ici, puis on les passe au laminoir, de manière à en faire un simple ruban d'une minceur extrême, et auquel on ne donne qu'une largeur de $0^{m},002$.

De ce ruban on forme une hélice C, que l'on place dans une position verticale, en attachant son extrémité supérieure à un support convenable. L'extrémité inférieure porte une aiguille très-légère qui se meut sur un cercle gradué AB. Quant à la tige centrale, elle fait corps avec le bouton supérieur et s'enlève à volonté.

Comme on le conçoit sans peine, aux moindres variations de température, toutes les spires s'ouvrent ou se ferment à la fois et l'aiguille se déplace d'un angle qui est égal à la somme des déplacements élémentaires comptés parallèlement au cercle AB. L'appareil donne très-rapidement ses indications, parce qu'il a peu de masse et qu'il touche l'air par une surface considérable; mais pour être d'accord avec le thermomètre à mercure, il doit avoir été gradué par comparaison avec ce dernier instrument.

Thermomètres à maxima et à minima. — A l'aide d'un thermomètre à poids, on peut déterminer la température la plus élevée qui a lieu dans un point déterminé, en un intervalle de temps connu, et cela sans qu'il soit nécessaire de s'astreindre, pendant tout ce temps, à une série continue d'observations. Pour atteindre ce but, il suffit d'amorcer le thermomètre dont on veut faire usage, à une température inférieure à celle du maximum cherché, et de le mettre en expérience avec la précaution de ne pas faire plonger l'extrémité effilée de son tube dans le mercure de la capsule. Grâce à cette disposition, le liquide qui sort de l'appareil pendant l'échauffement ne peut plus y rentrer lors du refroidissement, et à la fin on ne retrouve dans le réservoir que la quantité de mercure qui le remplissait au moment du maximum.

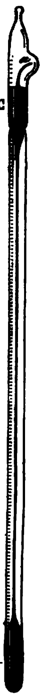


Fig. 212.

M. Gay-Lussac a proposé, en 1816, d'employer ainsi des thermomètres à déversement à l'étude des températures sous-marines; mais la forme qu'il leur donnait n'a pas été conservée. Celles que l'on a généralement adoptées rendent les appareils plus sensibles, facilitent beaucoup les observations.

Thermomètre à maxima de M. Walferdin. — Le thermomètre à maximum tel que l'a disposé M. Walferdin est représenté figure 212. La tige est divisée en parties de capacités égales, et se termine par une pointe saillante *a*, ouverte au milieu du réservoir supérieur CB. Le liquide thermométrique est ordinairement le mercure. Il s'en trouve une certaine quantité au bas du réservoir supérieur en C.

Lorsqu'on veut se servir de l'appareil, il faut commencer par l'amorcer, c'est-à-dire par remplir complétement le tube à une température inférieure à celle du maximum qu'on veut déterminer. A cet effet on renverse le thermomètre sur le côté B; la pointe *a* plonge alors dans le mercure. On chauffe le réservoir principal A jusqu'à ce

que le liquide de la tige arrive à l'extrémité. Si alors on laisse refroidir en cette position, la tige reste pleine. Soit t^o la température à laquelle on relève l'appareil.

Lorsqu'on le porte à une température t' supérieure à t, il y a déversement, mais si l'on prend soin de le maintenir dans une position à peu près verticale, il est impossible que la tige se remplisse pendant le refroidissement; et, l'expérience achevée, on trouve un vide à la partie supérieure.

Pour en déduire la valeur du maximum cherché, on place successivement le thermomètre dans deux bains différents, dont les températures θ et θ', toutes deux inférieures à celle du maximum, sont parfaitement déterminées.

Soient n et n' les nombres de divisions qui restent vides dans les deux cas à la partie supérieure de la tige. $\frac{n-n'}{\theta'-\theta}$ représente la quantité dont marche le mercure pour chaque degré d'élévation dans la température.

Si donc nous posons $\frac{n-n'}{\theta'-\theta}=k$, $\frac{n}{k}$ représente, en degrés, la valeur de la portion de tige qui reste vide lorsque l'instrument est dans un bain à température θ, et par suite $\theta+\frac{n}{k}$ est le maximum.

Pour un même appareil, la valeur de k dépend sans doute de la quantité de mercure qui le remplissait au moment du maximum. Mais en réalité elle change peu d'une expérience à l'autre, tant que les températures maxima que l'on détermine ne sont pas extrêmement différentes.

Ces thermomètres peuvent être facilement descendus au fond de la mer, dans les puits artésiens, enfin dans des cavités profondes où les observations directes seraient impossibles. On les entoure alors d'une enveloppe métallique fermée qui les préserve des chocs et les empêche de se contracter sous l'influence des pressions qu'ils peuvent éprouver; seulement, il faut dans ce cas, les laisser plus longtemps en expérience, si l'on veut être sûr qu'ils se mettent en équilibre de température avec le milieu où ils sont plongés.

En employant des appareils ainsi disposés, M. Walferdin a reconnu qu'à Paris, au puits de Grenelle, la température, à 505 mètres de profondeur, est de 26,48, tandis qu'elle a en moyenne 10,82 à la surface du sol. A Mondsdorff, dans le grand duché de Luxembourg, elle s'est trouvée de 25°,65 à 502 mètres au-dessous du sol.

Thermomètre à minima. — M. Walfredin a construit aussi un thermomètre à minima d'après des principes analogues.

Le réservoir principal contient du mercure et de l'alcool ; la tige y pénètre et s'y termine en une pointe A (fig. 213), qui plonge dans l'alcool, quand l'instrument est droit. Un second réservoir C, de dimensions plus petites, est disposé à la partie supérieure de façon que le double liquide ait toujours la faculté de se dilater librement.

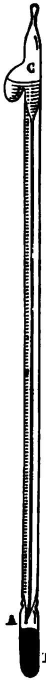


Fig. 213.

Pour amorcer, on commence par faire rentrer tout le mercure en A, en refroidissant l'appareil à une température θ, qui doit être inférieure à celle du minimum à trouver ; puis on le couche sur le côté, et l'on prend soin que la pointe soit immergée dans le mercure. Enfin on chauffe à une température θ', supérieure à celle du minimum, et une colonne de mercure s'introduit dans la tige où elle occupe n divisions.

Le thermomètre est alors redressé, et mis en observation. A mesure que la température s'abaisse, du mercure rentre dans le réservoir, mais au moment du minimum il en reste encore dans la tige une certaine quantité, cela résulte de la manière même dont l'amorcement a été fait. La température venant à croître de nouveau, la colonne mercurielle se relève, poussée inférieurement par la dilatation de l'alcool. Soit n le nombre de divisions dont elle se trouve distante de l'extrémité A lorsque l'appareil est dans un bain à température t, et n' celui dont elle s'en est écartée quand on le porte à la température t'. $\frac{n'-n}{t'-t}$ représente la marche de la bulle par degrés, soit k cette marche. $t-\frac{n}{k}$ sera le minimum que l'on veut déterminer.

Thermomètre de Rutherford. — Longtemps avant que l'on eût imaginé d'employer les thermomètres à déversement pour déterminer les maxima ou les minima de température, Rutherford avait proposé pour résoudre cette question deux appareils assez simples, et qui ne sont pas encore abandonnés.

Celui qui sert aux déterminations du maxima est un thermomètre à mercure dont la tige contient un petit index de fer qui peut librement se mouvoir. Cette tige est recourbée (fig. 214) et doit rester horizontale pendant les observations. Le mercure, qui ne mouille pas l'index de fer, le pousse devant lui lorsqu'il se dilate, et le laisse en place quand l'abaissement de température survient.

La seule précaution à prendre lorsqu'on veut faire une observation, c'est de ramener le cylindre de fer à la surface du mercure; or, on y arrive sans peine en donnant quelques légères

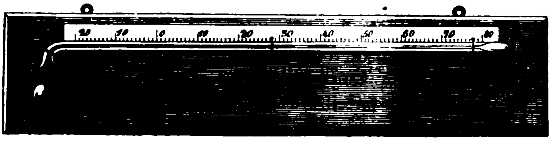


Fig. 214.

secousses à l'instrument, après l'avoir redressé de manière que la tige soit verticale et le réservoir à la partie inférieure.

Le thermomètre à minima est rempli avec de l'alcool. Il contient un index d'émail qui suit le liquide thermométrique dans ses contractions et le laisse passer librement autour de lui quand la température s'élève.

M. Walfredin conseille de laisser à la partie supérieure de ces



Fig. 215.

appareils un petit réservoir conique et de tenir la tige inclinée d'une vingtaine de degrés à l'horizon pendant les observations.

Il recommande aussi de ne les fermer qu'à une température basse, 20° par exemple, de manière à ce qu'ils renferment toujours au-dessous du liquide de l'air à pression un peu forte. De cette manière on rend plus difficile la division de la colonne.

M. Walfredin indique encore un moyen très-simple de transformer un thermomètre à mercure ordinaire en un thermomètre à maximum semblable à celui de Rutherford. Les thermomètres ordinaires présentent souvent à la partie supérieure de la tige un petit renflement destiné à loger le mercure dans le cas d'une trop forte dilatation, et à prévenir ainsi la fracture de l'appareil. Ces réservoirs contiennent toujours un peu d'air, et il est très-facile alors d'introduire dans la tige une bulle de ce fluide, qui divise la colonne comme on le voit figure 216. La gouttelette *c* remplit alors le même objet que l'index de la colonne de Rutherford.

Elle est poussée en haut quand la température s'élève, et reste en place quand le thermomètre se refroidit.

Le thermomètre métallique d'Abraham Breguet a reçu de

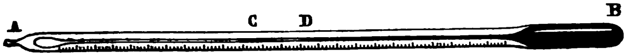


Fig. 216.

M. Breguet une modification en vertu de laquelle il peut inscrire de lui-même les températures qui ont lieu aux différentes heures de la journée.

Dans le thermométrographe de M. Breguet (fig. 217), la spirale est moins légère que dans l'appareil décrit page 242, et les déplacements de son extrémité inférieure font tourner un axe auquel est fixée une longue aiguille, dont l'extrémité terminée en pointe, s'abaissant à chaque heure, marque un point sur la plaque métal-

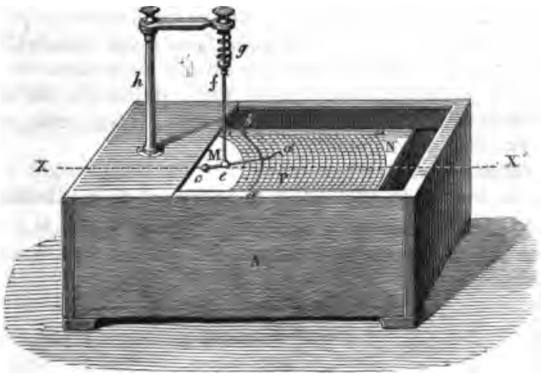


Fig. 217.

lique MN qui se meut uniformément au-dessous d'elle; le mouvement de la plaque et celui de la pièce qui abaisse l'aiguille sont produits par une horloge renfermée dans la boîte A. Si la température était invariable, toutes les marques PP'... ainsi imprimées, se trouveraient à même distance d'une droite XX' menée par le point *e*, parallèlement au mouvement de la plaque; elles en sont au contraire inégalement éloignées lorsque les torsions de l'hélice sont inégales elles-mêmes aux différentes heures du jour, mais dans tous les cas on conçoit que leurs distances à XX' peuvent servir à indiquer les températures correspondantes.

Corrections des densités. — Les poids spécifiques d'un même corps à deux températures différentes sont, en raison inverse du volume qu'un même poids de ce corps occupe aux températures dont il s'agit. Donc, si l'on représente par l la dilatation de l'eau entre 4° et t°, le poids spécifique d de ce liquide à $t°$ sera $\frac{1}{1+l}$.

Ceci posé, que l'on substitue la valeur $\frac{1}{1+l}$ à la place de d dans la formule

$$D = \frac{\pi}{\pi'} d + \delta \left(1 - \frac{\pi}{\pi'}\right)$$

de la page 176, et l'on obtiendra immédiatement la valeur que possède à t le poids spécifique du corps sur lequel on a opéré.

Pour ramener ce poids à zéro, il suffira de le multiplier par $1 + L$, L représentant la dilatation totale du corps entre zéro et t.

Quand il s'agit de liquides, les pesées qui donnent le poids de l'eau qui remplit le flacon peuvent se faire à une température t' différente de la température t qui existait au moment où l'on a cherché le poids de l'autre liquide. Alors, si l'on n'a pas adopté la méthode de M. Regnault (voy. page 168), il faut tenir compte de la variation de volume du flacon.

La chose est facile.

Si l'on désigne en effet par K le coefficient de la dilatation du vase, et par U_0 le volume qu'il possède à zéro, et si l'on se reporte aux raisonnements de la page 177, on voit immédiatement que l'équation

$$\frac{x - x''}{x' - x''} = \frac{U(D - \delta)}{U(d - \delta)}$$

devient, abstraction faite des variations qui ont pu survenir dans le poids spécifique de l'air,

$$\frac{x - x''}{x' - x''} = \frac{U_0 (1 + tK)}{U_0 (1 + t'K)} \frac{D - \delta}{d - \delta}$$

Et en posant pour abréger

$$\frac{1 + t'K}{1 + tK} = 6;$$

on en déduit

$$D = d \frac{\pi - \pi''}{\pi' - \pi''} 6 + \delta \left(1 - \frac{\pi - \pi''}{\pi' - \pi''} 6\right).$$

Il ne reste plus alors qu'à multiplier par $1 + L$ la valeur de D pour la ramener à ce qu'elle serait à zéro.

En un mot on a

$$D_0 = \frac{\pi - \pi''}{\pi' - \pi''} \times \beta \times \frac{1 + L}{1 + l} + \delta \left(1 - \frac{\pi - \pi''}{\pi' - \pi''} \beta\right)$$

ou plus simplement

$$D_0 = \frac{\pi - \pi''}{\pi' - \pi''} \times \beta \times \frac{1 + L}{1 + l} + \delta \left(1 - \frac{\pi - \pi''}{\pi' - \pi''}\right)$$

car en supposant égal à 1 la valeur de β dans le terme correctif qui a δ en facteur, on ne commet qu'une erreur infiniment au-dessous des limites que l'expérience peut atteindre. La dernière forme que nous venons de donner à la valeur de D_0 montre nettement comment toutes les corrections se séparent les unes des autres.

$\frac{\pi - \pi''}{\pi' - \pi''}$ est la valeur approchée que l'expérience semblerait assigner au rapport de la densité du corps de l'eau à t.

En multipliant cette valeur par β, c'est-à-dire par $\frac{1 + t'k}{1 + tk}$, on fait disparaître l'influence des changements de volume du flacon.

En multipliant de nouveau par $\frac{1 + L}{1 + l}$ on ramène les choses à ce qu'elles eussent été si le corps avait eu la température 0 et l'eau celle de 4°.

Enfin, en ajoutant le terme $\delta \left(1 - \frac{\pi - \pi''}{\pi' - \pi''}\right)$, on tient compte de l'influence que l'air exerce sur les pesées des corps.

Application aux constructions. — Enfin, avant de terminer ce que nous avons à dire des applications des dilatations, nous ferons remarquer qu'il faut en tenir compte avec grand soin dans les constructions.

Pour ne citer qu'un exemple à l'appui de cette assertion, supposons qu'entre deux murs verticaux A et A′ on ait fixé une barre de fer les traversant tous deux, et maintenue à l'extérieur et à l'intérieur par des talons ou plates-formes B et C, B′ et C′.

Si ces plaques métalliques sont exactement serrées contre les murs, il est évident que lors d'une élévation de température la

barre, en se dilatant, poussera les deux murailles et tendra à les rejeter en dehors; au contraire, en se refroidissant, elle les rap-

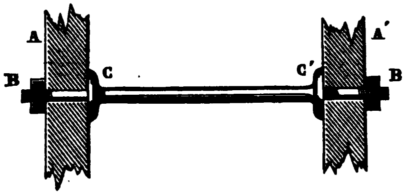


Fig. 118.

procherait violemment l'une de l'autre, et de là résulterait infailliblement la dislocation de l'édifice.

On évite ces effets dangereux en laissant un jeu convenable aux points d'insertion ou enfin à l'aide de tout autre artifice équivalent.

CHAPITRE V.

DILATATION DES GAZ.

§ 1. — MESURE DE LA DILATATION DES GAZ.

Au commencement du siècle dernier, Amontons s'occupa de rechercher dans quelle proportion on fait croître la force élastique de l'air lorsqu'on le chauffe depuis la température ordinaire jusqu'à celle de l'eau bouillante, sans toutefois lui permettre de se dilater d'une manière sensible. Pour résoudre la question, il renfermait l'air sur lequel il voulait expérimenter, dans une boule de verre d'un assez grand diamètre et qui communiquait avec un tube recourbé long et très-étroit (fig. 219). A la température ordinaire, les niveaux étaient les mêmes dans le réservoir et dans le tube, mais à 100° le mercure montait dans ce dernier d'une quantité à peu près égale au tiers de la hauteur barométrique. Comme du reste le niveau dans la boule changeait peu, on en

concluait que dans les circonstances de l'expérience la force élastique du gaz variait dans le rapport de 3 à 4.

On pouvait également en conclure que sous pression constante, l'air, en s'échauffant de la température ordinaire à 100°, se dilate du tiers de son volume primitif. Pour voir que cette seconde conséquence ne diffère pas de la première, il suffit de remarquer que si dans l'expérience d'Amontons un certain échauffement a fait croître l'élasticité de l'air dans le rapport de 3 à 4, pour ramener à sa valeur première la force de ressort du gaz échauffé, il est suffisant et nécessaire d'en augmenter le volume dans le rapport de 3 à 4, et cela sans nouveau changement de température.

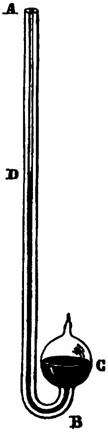


Fig. 219.

Il ne faudrait pas chercher dans ces expériences une mesure exacte de la dilatation des gaz. On peut seulement remarquer qu'elles donnaient une idée de la grandeur du phénomène, car en passant de 7° à 100°, l'air se dilate réellement du tiers de son volume primitif, et la température basse qui servait de point de départ à Amontons n'était pas extrêmement différente de 7°, quoiqu'elle lui fût notablement supérieure.

Parmi les anciennes observations qui concordent avec ces premiers résultats, nous en citerons encore une de Robins qui se trouve rapportée dans le *Traité de Physique* de Musschenbroek. D'après Robins, le volume de l'air renfermé dans un canon de fusil devient, au rouge, quatre fois plus considérable qu'à la température ordinaire; or, ce rapport de 1 à 4 est celui dans lequel s'accroît le volume de l'air en passant de 0° à 820°; et, d'après M. Pouillet, c'est vers 800° que le fer est franchement rouge.

Toutefois, et malgré ces divers aperçus, on peut dire que les phénomènes de la dilatation des gaz restèrent fort imparfaitement connus jusqu'au commencement de ce siècle. A cette époque, Charles, Dalton et Gay-Lussac en firent l'objet de leurs études. Ce dernier surtout parvint à en déterminer les lois fondamentales par plusieurs méthodes différentes que nous allons faire connaître.

Expériences de M. Gay-Lussac. — Dans une première série d'expériences il chauffait le gaz à 100°, pendant un temps suffisant, dans un ballon bien sec, et qui restait en communication avec l'air. Lorsque l'effet de la dilatation était produit, il plongeait rapidement dans l'eau le col du ballon, puis il refroidissait celui-ci à la température de la glace fondante, mais en ayant

soin de maintenir le gaz intérieur à la pression atmosphérique. Le poids p de l'eau qui rentrait alors se déterminait aisément. On obtenait aussi sans aucune peine le poids P de l'eau qui pouvait remplir complétement l'appareil; et enfin la différence $P - p$ faisait connaître le volume occupé à zéro par l'air qui, en passant à 100, se dilatait d'une quantité sensiblement mesurée par le premier poids p.

L'influence de la dilatation du verre est assez peu considérable dans les expériences dont il s'agit, et du reste on la peut aisément calculer, comme nous l'expliquerons bientôt.

En opérant ainsi avec l'air, l'azote, l'hydrogène et l'oxygène, M. Gay-Lussac vérifia d'abord une loi très-importante déjà trouvée par Charles, et qui consiste en ce que tous ces gaz se dilatent exactement de la même manière entre les mêmes limites de température. Il fixa ensuite à 0,375 la valeur de cette dilatation pour 100°.

En d'autres termes, il déduisit de ses mesures que pour tous les gaz cités, le coefficient de la dilatation cubique est le même, et égal à 0,00375.

Enfin, pour étendre ces résultats aux fluides élastiques solubles dans l'eau et même aux vapeurs, M. Gay-Lussac les faisait passer dans une éprouvette graduée placée verticalement sur un bain de mercure; à côté de ce premier tube il en avait disposé un second tout semblable et renfermant de l'air sous la même pression que le gaz à étudier. En chauffant simultanément les deux tubes, il constatait que le mercure restait toujours au même niveau dans l'un et dans l'autre, d'où résultait nécessairement l'identité de la dilatation des fluides aériformes soumis à l'expérience.

Dans une seconde série d'expériences détaillées au tome I^er^ du *Traité de Physique* de M. Biot, M. Gay-Lussac opéra d'une manière toute différente de celle qu'il avait d'abord adoptée. Il renfermait le gaz dans un gros thermomètre dont la tige, divisée en parties de capacités égales, avait été jaugée avec soin, ainsi que le réservoir. Un index de mercure, qui séparait l'air extérieur du fluide élastique intérieur, indiquait par ses déplacements les changements de volume qu'éprouvait ce dernier lorsqu'on chauffait ou refroidissait l'appareil. Enfin, comme le thermomètre demeurait toujours dans une position horizontale, les opérations se faisaient nécessairement sous la pression atmosphérique. Il fallait seulement être en garde contre les variations que cette dernière pouvait subir.

La manière d'opérer est fort simple. L'appareil entier doit avoir une capacité double au moins de celle du réservoir. Pour le

remplir de gaz sec, on le met en communication, par une série de tubes desséchants I, avec l'une des tubulures inférieures d'une pompe à main A (fig. 220). La seconde tubulure C peut s'ouvrir dans l'air, ou dans un gazomètre renfermant un gaz quelconque. Les choses ainsi disposées, on chauffe à 100°. On fait le vide, et on laisse rentrer lentement le gaz sur lequel on veut opérer.

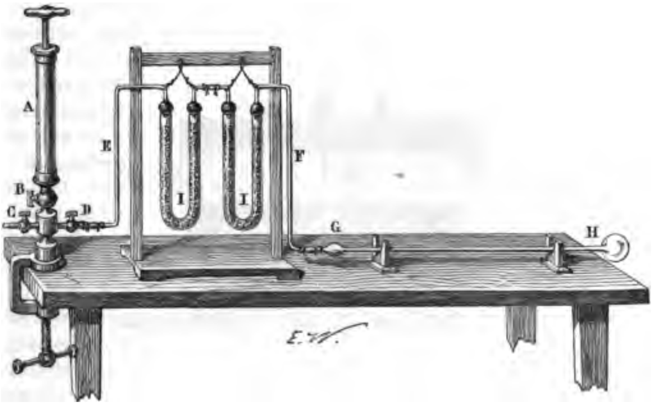


Fig. 220.

En répétant plusieurs fois cette opération, on arrive à ne plus avoir dans l'appareil qu'un fluide élastique bien pur et bien sec. Pour le séparer de l'air extérieur, on soulève légèrement l'extrémité G; alors une gouttelette de mercure placée à cet effet dans l'ampoule G, pénètre dans le tube; elle s'y engage de plus en plus par le refroidissement, et finit par venir se fixer dans le voisinage du réservoir.

Cela fait, on rompt la communication avec les tubes I; d'un trait de lime on détache l'ampoule G, et l'on porte le thermomètre dans une petite cuve en fer-blanc dans laquelle on met de la glace fondante (fig. 221). La tige sort à travers une tubulure latérale E en glissant à frottement dans un bouchon. On s'arrange de manière que l'extrémité intérieure de l'index soit à fleur du bouchon, et quand sa position est bien fixe on lit le volume occupé par le gaz, qui est alors complétement à zéro. Soit V ce volume. On enlève la glace et on lui substitue de l'eau chaude, l'index avance; on enfonce alors davantage le tube dans l'étuve, de manière à ce que tout le gaz dont on veut mesurer le volume

soit en tous ses points également échauffé. Un agitateur G permet de bien mélanger l'eau de l'étuve, et deux thermomètres F en donnent exactement la température *t*. Soit à cette température V' le volume apparent du gaz. Le volume véritable est en réalité un peu plus grand, parce que l'enveloppe s'est aussi dilatée, et,

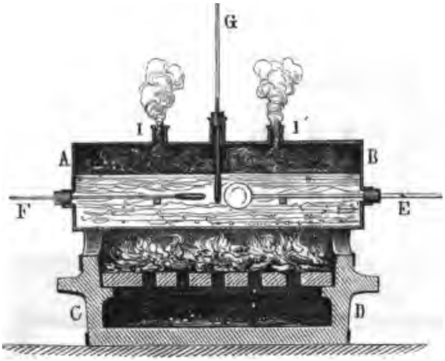


Fig. 221.

d'après les lois connues de la dilatation des solides, si l'on représente, pour abréger, par k le coefficient $\frac{1}{38700}$ relatif au verre, l'espace que le gaz occupe après son échauffement, sera $V'(1 + tk)$, par suite la dilatation qu'il aura éprouvée aura pour expression $V'(1 + tk) - V$; et enfin $\frac{V'(1 + tk) - V}{V}$ représentera l'accroissement de l'unité de volume à partir de zéro.

Cette manière d'estimer la dilatation que subit le gaz en passant de 0 à t° suppose que la pression atmosphérique ne change pas pendant la durée des opérations. Les variations, il est vrai, ne sont pas en général bien considérables ; il faut néanmoins y avoir égard, et cela n'offre pas de difficulté.

Supposons en effet que le volume primitif V ait été observé sous la pression H, et le volume V' sous la pression H', pour ramener V' à la première pression il suffit évidemment, d'après la loi de Mariotte, de résoudre la proportion $V' : x :: H : H'$, d'où $x = V'\frac{H'}{H}$. D'après cela, l'équation qui donnerait la dilatation Δ de l'unité de volume de gaz entre 0 et t° serait

$$\frac{V'(1+tK)\frac{H'}{H} - V}{V} = \Delta.$$

Quel que soit le procédé que l'on emploie pour étudier la dilatation des gaz, il faut sécher avec le plus grand soin les vases qui servent à l'expérience. La présence d'un peu d'eau dans ces vases avait quelquefois conduit les observateurs à de singulières erreurs ; ainsi, par exemple, Mersenne avait cru voir l'air fortement chauffé se dilater au point d'occuper soixante-dix fois son volume primitif. Musschenbroek, qui cite ce résultat, l'attribue très-justement à la présence de quelques gouttelettes d'eau dans le vase où l'on chauffait le gaz à dilater.

Expériences de MM. Dulong et Petit. — M. Gay-Lussac n'avait étendu ses observations que jusqu'à 100°. En 1817, MM. Dulong et Petit étudièrent la dilatation de l'air entre des limites beaucoup plus distantes, savoir 0 et 300. Ils employèrent tantôt le procédé d'Amontons, tantôt celui qui avait servi à M. Gay-Lussac dans ses premières expériences. En d'autres termes, ils mesurèrent soit l'augmentation de pression d'une masse gazeuse dont le volume restait à peu près constant, soit l'accroissement que prenait le volume lorsque la pression ne variait que de quelques centimètres.

Mais pour exécuter plus sûrement ces mesures, ils durent apporter des perfectionnements notables à la manière d'opérer de leurs devanciers. Nous reviendrons plus tard (page 253) sur l'application qu'ils firent de la méthode d'Amontons. Quant à celle de Gay-Lussac, pour la rendre plus précise, ils la modifiaient en changeant la forme des appareils et surtout en substituant l'emploi du mercure à celui de l'eau, ce qui leur permettait d'opérer sur des gaz bien secs. Enfin, au lieu de ramener à la fin de l'expérience la pression intérieure à être égale à la pression atmosphérique, ils mesuraient la hauteur de la colonne de mercure soulevée et tenaient compte, par le calcul, de l'influence de cette différence de pression. MM. Dulong et Petit déduisirent de leurs expériences qu'entre 0 et 300 le coefficient moyen de la dilatation de l'air est 0,00366. Au-dessous de 100° ils avaient adopté le coefficient 0,00375 donné par Gay-Lussac.

Expériences de M. Rudberg. — On continua à le faire jusqu'en 1835. A cette époque, M. Rudberg, professeur à l'université d'Upsal, entreprit de nouvelles recherches sur la dilatation des gaz entre 0 et 100°. Il opéra comme MM. Dulong et Petit, et trouva qu'entre les limites de ses expériences le coefficient moyen

de la dilatation avait pour valeur, non pas 0,00375, mais bien 0,00365. En d'autres termes, il fut conduit à admettre qu'entre 0 et 100°, l'air, pour chaque degré d'élévation dans la température, se dilate d'une fraction de son volume à zéro précisément égale à celle qui, d'après Dulong et Petit, représente sa dilatation moyenne entre 0 et 300°.

Expériences de M. Regnault. — Il était important de vérifier ces nouveaux résultats, et il y avait de plus un haut intérêt à examiner avec rigueur l'influence que peut avoir sur la dilatation d'un gaz, et sa nature propre, et la grandeur de la pression à laquelle il est soumis. M. Regnault, en France, et M. Magnus, en Allemagne, entreprirent de le faire. Leurs nombreuses expériences ont été généralement d'accord : elles ont pleinement confirmé les assertions de M. Rudberg; enfin elles ont enrichi la physique de résultats nouveaux et importants que nous ferons bientôt connaître en extrayant des Mémoires de M. Regnault un certain nombre de tableaux qui les mettent en évidence.

Dans la suite de ses recherches si précises, le savant académicien français employa successivement tous les procédés que l'on avait jusqu'alors appliqués à la solution de la question, et il fit voir que tous conduisent aux mêmes résultats. Nous ne pouvons le suivre dans la discussion que nous indiquons ici, mais nous allons décrire en détail un appareil dont il fit un fréquent usage. Cet appareil fut pour la première fois construit et employé par M. Pouillet dans ses recherches pyrométriques. Il permet d'étudier la dilatation des gaz entre des limites quelconques de température, et sous une pression arbitraire que l'on peut rendre rigoureusement constante pendant la durée des opérations.

Le réservoir de chauffe A (fig. 222) est un ballon de verre qui, dans les expériences de M. Regnault, avait quelquefois jusqu'à un litre de capacité. Il communique par un tube intérieurement capillaire *acb* au manomètre à deux branches *mfhg* dont la branche MN, divisée en parties de capacités égales entre elles et connues, sera désignée sous le nom de réservoir de dilatation. La virole inférieure *fhi* est en fer; le robinet *i*, semblable à celui de la figure 85, est percé de deux conduits à angle droit, de sorte qu'en le tournant convenablement, on peut établir ou intercepter la communication entre les deux tubes du manomètre, établir ou intercepter la communication de ces tubes avec l'air, soit ensemble, soit séparément.

Le tube de communication *ab* est formé de deux parties qui se rajustent en *d* à l'aide d'une petite pièce métallique à trois branches

dans laquelle elles se mastiquent à chaud. La troisième branche *e d* du tube de rajustement est de même soudée au mastic avec un tube de verre *e* par lequel la communication peut s'établir avec une pompe et un gazomètre.

Voici de quelle manière on opère : on commence par verser un peu de mercure dans le manomètre, de manière à ce qu'il apparaisse au-dessus de la virole en fer inférieure, et après avoir tourné le robinet *i* de manière à intercepter toute communication entre les tubes *m* et *n*, on sèche exactement l'appareil : pour cela, on y fait plusieurs fois le vide, en laissant à chaque fois rentrer

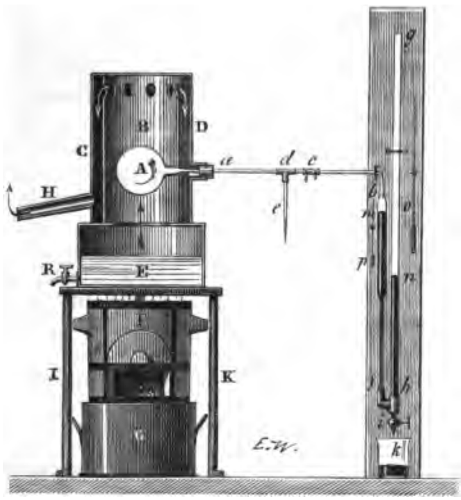


Fig. 222.

du gaz à travers des tubes à ponce sulfurique que l'on a placés entre la pompe et la branche *e* du tube de rajustement. La dessiccation obtenue, on entoure de glace fondante le réservoir de chauffe, et l'on verse du mercure pur et sec en *n*, on fait alors communiquer de nouveau ce tube avec le réservoir de dilatation en changeant la position du robinet, et enfin on s'arrange de manière à faire arriver le mercure jusqu'en un trait *m* voisin de la partie supérieure du tube *mf*. Le gaz doit être alors à la pression sous laquelle on désire opérer : on obtient évidemment la mesure de cette pression en ajoutant à celle de l'atmosphère ou en en

retranchant la différence des niveaux du mercure dans les deux tubes du manomètre.

Le volume du gaz et sa pression se trouvant ainsi réglés, on intercepte toute communication entre l'intérieur de l'appareil et les gazomètres. Pour cela, il suffit de fondre le tube de verre *e* si l'on opère sous une pression qui ne dépasse pas celle de l'atmosphère ; sous de plus fortes pressions, il faudrait fermer ce tube avec un robinet ou bien encore le recourber et faire solidifier dans la coudure une colonne de mastic fusible.

Pour continuer l'opération, on chauffe le réservoir A ; le gaz se dilate, passe en partie dans le tube *m*, et en même temps la pression tend à augmenter ; mais, en faisant écouler du mercure par le robinet R on la maintient constante. Enfin quand l'équilibre de température est atteint on mesure exactement le volume u occupé par le gaz dans le réservoir de dilatation. Comme le tube de communication reste toujours à la même température, u est le volume qu'occupe après refroidissement le gaz qui est sorti de A.

Si donc on suppose que le réservoir de dilatation soit maintenu à zéro, et si l'on appelle x la fraction qui représente la dilatation de l'unité de volume entre 0 et t, $u\,(1 + x)$ sera le volume qu'occuperait à T le gaz sorti de A.

D'autre part, il est bien clair que l'on obtient une autre expression de ce même volume, en retranchant la dilatation VKT du réservoir de chauffe de la dilatation Vx du gaz qu'il renfermait au commencement de l'expérience.

Donc enfin, pour déterminer x, on a l'équation très-simple

$$V\,(x - KT) = u\,(1 + x).$$

Si t n'est pas o, on appellera y le coefficient moyen de la dilatation du gaz entre o et t, et l'équation précédente deviendra

$$V\,(x - KT) = \frac{u\,(1 + x)}{1 + ty}$$

Elle renferme deux inconnues ; mais, pour déterminer y, il suffira de faire une seconde expérience dans laquelle on prendra $T = t$, c'est-à-dire dans laquelle on laissera le gaz se réchauffer simplement de zéro à la température extérieure.

Alors l'équation du problème devient

$$Vt\,(y - K) = u$$

et elle détermine y sans difficulté. Au reste, quand on a fait ces

expériences, on a toujours pu regarder la valeur de y comme connue par les expériences de M. Gay-Lussac, et égale à 0,00375, parce que le diviseur $1 + ty$ n'ayant qu'une influence très-faible sur la valeur de x, il n'est pas nécessaire de le connaître avec une rigueur absolue [1].

Le tableau suivant fait connaître, d'après M. Regnault, la dilatation des gaz entre 0 et 100°, et sous la pression $0^m,76$.

Noms des gaz.	Coefficients moyens de la dilatation entre 0 et 100°.
Air	0,003670
Azote	0,003670
Hydrogène	0,003661
Oxyde de carbone	0,003669
Protoxyde d'azote	0,003676
Cyanogène	0,003877
Acide carbonique	0,003710
Acide sulfureux	0,003903

Entre 0 et 100°, sous la pression 0,76, les gaz facilement liquéfiables se dilatent notablement plus que les autres.

1. Pour le voir aisément, il suffit de résoudre l'équation. On en tire

$$x = \frac{u + \text{VTK}(1 + ty)}{\text{V}(1 + ty) - u} = \frac{u + \text{VTK}(1 + ty)}{\text{V} - u + \text{V}ty}$$

Si l'on développe par la division le quotient de

$$\frac{u + \text{VTK}(1 + ty)}{\text{V} - u} \text{ par } 1 + \frac{\text{V}ty}{\text{V} - u}$$

et si l'on néglige les termes en y^2 on a

$$x = \frac{u + \text{VTK}(1 + ty)}{\text{V} - u} \left\{ 1 - \frac{\text{V}ty}{\text{V} - u} \right\}$$

ou plus simplement encore

$$x = \frac{u + \text{VTK}}{\text{V} - u} \left\{ 1 - \frac{\text{V}ty}{\text{V} - u} \right\}$$

car le produit VTKty est absolument insensible.

Si l'on suppose $\frac{\text{V}}{\text{V} - u} = 2$ et $y = 0{,}00380$, le facteur entre parenthèses a pour valeur $1 - 0{,}076 = 0{,}924$.

Si au contraire, toujours dans l'hypothèse où $\frac{\text{V}}{\text{V} - u} = 2$, on admet $y = 0{,}00360$, le facteur entre parenthèses devient $1 - 0{,}072 = 0{,}928$: la différence n'est donc que de 0,004 sur 0,924, c'est-à-dire à peine $\frac{1}{230}$, et cela dans des conditions où elle devrait être exagérée.

La différence s'exagère sous les pressions plus considérables.

Au contraire, la dilatation de l'hydrogène paraît indépendante de la pression à laquelle ce gaz est soumis.

Ces nouveaux résultats sont établis par les nombres suivants :

Tableau des dilatations des gaz sous de fortes pressions.

Nom des gaz.	Pressions.	Coefficient moyen de dilatation entre 0 et 100.
Hydrogène	0,760	0,003661
	2,545	0,003661
Acide carbonique	0,760	0,00371
	2,520	0,003845
Acide sulfureux	0,760	0,00390
	0,980	0,00398

§ 2. — THERMOMÈTRES A AIR.

Les thermomètres à mercure ne donnent d'indications qu'entre — 35 et + 360°, et même ils ne restent pas bien comparables entre eux jusqu'à la limite supérieure de leur course. Aux hautes températures en effet, la dilatation des enveloppes se trouve notablement influencée par les différences de leur composition chimique, ou par l'inégalité des modifications que le travail a apportées à leurs propriétés physiques ; les raisonnements de la page 197 ne sont donc plus complétement applicables ; car ils supposent que les dilatations des deux substances dont on forme les thermomètres sont rigoureusement les mêmes pour tous.

Il était dès lors naturel de chercher d'autres instruments comparables entre eux, et pouvant fonctionner aussi bien aux températures ordinaires que dans les fourneaux les plus actifs ou dans les mélanges réfrigérants d'acide carbonique et d'éther, etc.

Or, les appareils qui servent à mesurer la dilatation de l'air constituent de véritables thermomètres de cette espèce. Le gaz qu'ils renferment conserve le même état physique aux températures les plus différentes, et comme il se dilate incomparablement plus que les enveloppes, les petites inégalités qui existent dans les lois de dilatation de ces dernières sont tout à fait négligeables.

Enfin, si l'on prend des réservoirs en platine, rien ne limite le degré d'échauffement qu'on peut leur communiquer. Il est clair, du reste, que tant que l'on doit rester au-dessous du rouge, il est beaucoup plus commode de n'employer que des appareils en verre.

Que l'on conçoive donc un nombre quelconque de thermomètres de cette espèce, faits avec le même gaz et une enveloppe de même nature : quand on les chauffera dans un même bain liquide ou dans un même courant d'air chaud, le volume u_0 de l'air qui sortira de chacun d'eux sera, après réduction à zéro, une même fraction du volume U^0 du réservoir également supposé à zéro. A ce point de vue, tous seront donc déjà d'accord dans leurs indications. Quant à la manière de définir la température d'après ces indications, elle est évidemment arbitraire. On pourrait dire, par exemple, que la température croît de 1° quand le rapport $\frac{u_0}{V_0}$ croît de $\frac{1}{100}$, $\frac{1}{1000}$, et graduer en conséquence le réservoir de dilatation, mais les indications que l'on obtiendrait ainsi ne seraient pas comparables à celles du thermomètre à mercure. Pour qne ce second but soit atteint, il suffit simplement de prendre pour la température des thermomètres à air, le quotient que l'on obtient en divisant par 0,00367 la dilatation qu'a subie l'unité de volume du gaz intérieur en passant de zéro au point où il se trouve arrivé au moment de l'observation. En d'autres termes, il faut diviser par 0,00367 la valeur de x donnée par l'équation

$$V(x - TK) = u(1 + x) \text{ de la page 258.}$$

ou, si l'on aime mieux, il faut résoudre par rapport à t l'équation

$$VT(0{,}00367 - K) = u(1 + T \times 0{,}00367).$$

A la vérité, dans l'application de cette équation, une difficulté se présente. En effet, le coefficient K de la dilatation de l'enveloppe entre o et T, n'est rigoureusement connue que dans les limites de marche du thermomètre à mercure; mais heureusement les incertitudes qui dans les autres cas existent sur sa valeur absolue, n'ont pas d'influence sensible. Pour le montrer sur un exemple, supposons qu'il s'agisse de mesurer une température d'environ 800° avec un thermomètre à réservoir de platine; les coefficients moyens de la dilatation de ce métal sont, entre :

$$0 \text{ et } 100,\ldots\ldots \frac{1}{38700} = 0{,}0000258$$

$$0 \text{ et } 300,\ldots\ldots \frac{1}{36300} = 0{,}0000275$$

Ces nombres sont fort petits relativement au coefficient $\frac{1}{273}$ de la dilatation de l'air : de plus, la loi d'accroissement qu'ils mani-

festent semble indiquer qu'entre 0 et 800, le coefficient moyen n'est pas supérieur à $\frac{1}{30000}$.

Or, si dans la formule précédemment citée, on pose $\frac{u_0}{V_0} = \frac{3}{4}$, on en déduira

$$T = 840 \text{ en supposant } \delta = \frac{1}{36300}$$

$$T = 846 \quad \text{pour} \quad \delta = \frac{1}{30000}$$

Et bien évidemment, la différence qui existe entre les deux valeurs de T ainsi calculées, est relativement peu considérable, quoique nous ayons exagéré l'incertitude qui existe sur la valeur de K.

Au reste si, au point de vue de l'exposition, on trouvait quelque avantage à éviter une apparence de cercle vicieux, on pourrait supposer que l'on détermine directement la valeur de TK. On admettrait alors que l'on place dans le bain liquide ou le courant d'air qui échauffe les thermomètres une barre de la substance dont les réservoirs sont formés, et que l'on mesure l'allongement de cette barre par le procédé de M. Pouillet ou de tout autre équivalent.

Appareils de MM. Dulong et Petit. — Il n'est pas nécessaire, quand on cherche à déterminer des températures à l'aide de la dilatation de l'air, de maintenir la pression de ce gaz constante pendant toute la durée des opérations, et par suite la forme du thermomètre peut être très-simplifiée.

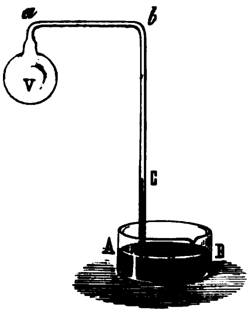


Fig. 223.

A un ballon de verre de capacité connue, V (fig. 223), on soude un tube deux fois recourbé dont la longueur et le diamètre sont connus. On sèche l'appareil et l'on y introduit de l'air sec; puis on fait pénétrer dans le tube du mercure pur et sec, en s'arrangeant de manière qu'aux températures ordinaires la pression intérieure soit notablement plus faible que celle de l'atmosphère. Soit P cette pression à zéro, et soit P′ ce qu'elle devient quand le réservoir est plongé dans le bain, dont il faut avoir la température x.

Soit V le volume du réservoir à 0, r celui du tube de communication ab jusqu'au point où le mercure s'arrête quand le réser-

voir est plongé dans la glace, et u l'espace qui renferme l'accroissement apparent du volume du gaz. u et v sont mesurés à la température du laboratoire.

Le poids du gaz étant le même au commencement et à la fin de l'expérience, si l'on appelle Δ_0 la densité du gaz à 0, et K le coefficient de dilatation du verre, on aura évidemment pour déterminer x la relation

$$V_0\Delta_0 \frac{P}{0,76} + u\Delta_0 \frac{P}{0,76}\,\frac{1}{1+t\times 0,00367} =$$

$$\Delta_0 V_0 (1+xK)\frac{P'}{0,76}\,\frac{1}{1+x\times 0,00367} + \Delta_0 (u+v)\frac{P'}{0,76}\,\frac{1}{1+t\times 0,00367}$$

ou plus simplement

$$x\left(0,00367 - \frac{P'}{P}K\right) = \frac{P'}{P} - 1 + \left\{\frac{u+v}{V_0}\frac{P'}{P} - \frac{u}{V_0}\right\}\left\{\frac{1+x\times 0,00367}{1+t\times 0,00367}\right\}$$

MM. Dulong et Petit se sont souvent servis de ce procédé pyrométrique, mais souvent aussi ils en ont employé un autre plus simple encore peut-être, et dont la première idée est due à M. Gay-Lussac[1]. On chauffe, à la température que l'on veut mesurer, un tube de verre (fig. 224) fermé par un bout, effilé à l'autre, et plein d'air sec. Lorsque le degré final est atteint, on ferme la pointe, on prend immédiatement la pression extérieure H, et on laisse refroidir; quand l'appareil est revenu à la température extérieure t, on casse la pointe sous le mercure, et l'on mesure la pression H' que le gaz supporte après la rentrée du liquide. On détermine alors le poids p de mercure introduit, et le poids P de celui qui remplit complétement le tube. Ceci posé, soit D la densité du mercure à $t°$, δ celle du gaz à 0, et K le coefficient de dilatation du verre. Pour exprimer que le poids du gaz renfermé dans le tube ne change pas pendant le refroidissement, on a l'équation

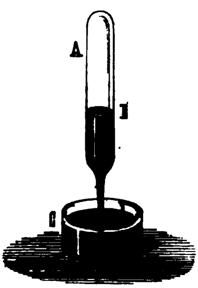


Fig. 224.

$$\frac{P}{D}\,\frac{1+xK}{1+tK}\,\frac{\delta H}{0,76}\,\frac{1}{1+x\,0,00367} = \frac{P-p}{D}\,\frac{\delta H'}{0,76}\,\frac{1}{1+t\,0,00367}$$

$$\frac{P}{P-p}\,\frac{1+xK}{1+tK}\,\frac{H}{H'} = \frac{1+x\,0,00367}{1+t\,0,00367}$$

1. Voir page 252.

D'où l'on déduit x sans difficulté.

Les chimistes font souvent usage de thermomètres à air de cette espèce dans la détermination des densités de vapeur lorsque l'opération exige une température supérieure à 360°, quoique inférieure à celle du ramollissement du verre.

Recherches pyrométriques de M. Pouillet. — Au lieu de tubes de verre il faut employer des appareils en platine quand on veut pousser jusqu'au rouge, et surtout au delà, les investigations pyrométriques. C'est ce qu'a fait M. Pouillet dans une série de recherches qui lui ont permis de fixer de la manière suivante les valeurs des températures très-élevées.

Couleurs du platine.	Températures.
Rouge naissant	525
Rouge sombre	700
Cerise naissant	800
Cerise	900
Cerise clair	1000
Orangé foncé	1100
Orangé clair	1200
Blanc	1300
Blanc soudan	1400
Blanc éblouissant	1500

Nous ajouterons que, dans tous les cas où l'on se sert des thermomètres en platine, il faut être en garde contre la singulière propriété que possède ce métal de condenser à froid les gaz contre sa surface; aussi ne doit-on jamais mesurer le volume de l'air intérieur à une température plus basse que 100°. Il est bien clair, du reste, que la méthode est complétement indépendante de cette particularité.

Mesure des températures très-basses. — Quant aux températures très-basses, on fait souvent usage, pour les évalner, de thermomètres à alcool gradués, de façon à s'accorder avec le thermomètre à mercure au zéro d'abord, et puis en un ou deux autres points de la portion commune de leur échelle.

En employant, d'une part, des appareils de ce genre; et, d'autre part, des thermomètres à air pour prendre la température de mélanges extrêmement froids d'acide carbonique solide et d'éther, on a jusque vers — 100° obtenu des résultats sensiblement identiques.

CHAPITRE VI

POIDS SPÉCIFIQUES DES GAZ.

Les expériences d'Otto de Guéricke sur la pesée de l'air indiquent évidemment la marche à suivre dans la recherche des poids spécifiques des gaz.

Il faut jauger avec soin un grand ballon à robinet, le peser dans l'air lorsqu'il est plein de gaz à une température connue t, et à une pression également connue H. Faire le vide de manière à ce que la pression intérieure devienne fort petite et égale à h. Peser de nouveau.

Soient π et π' les poids obtenus dans ces deux pesées. Appelons toujours δ la densité de l'air, Δ celle du cuivre, et admettons que les conditions atmosphériques ne varient pas pendant ces opérations successives, non plus que la température du ballon.

Enfin désignons par U et V les volumes intérieur et extérieur du ballon, par p son poids, et par x le poids spécifique du gaz à la température de l'expérience et sous la pression 0,76.

Dans chacune des deux opérations successives, l'équilibre se trouvera établi au moment où le poids du ballon, accru de celui du gaz qu'il renferme, et diminué de celui de l'air déplacé, se trouvera égal aux poids échantillonnés, diminués de la perte qu'ils éprouvent dans l'air. En d'autres termes, on aura les deux équations :

$$\pi\left(1-\frac{\delta}{\Delta}\right)=p+\mathrm{U}x\,\frac{\mathrm{H}}{0{,}76}-\mathrm{V}\delta$$

$$\pi'\left(1-\frac{\delta}{\Delta}\right)=p+\mathrm{U}x\,\frac{h}{0{,}76}-\mathrm{V}\delta$$

par suite

$$(\pi-\pi')\left(1-\frac{\delta}{\Delta}\right)=\mathrm{U}x\,\frac{\mathrm{H}-h}{0{,}76}$$

Dans le cas particulier où le gaz à peser serait de l'air, x deviendrait égal à δ, mais la détermination de cette inconnue ne présenterait pas plus de difficulté.

L'équation qui donne la valeur de x prendrait une forme plus compliquée si la température du gaz intérieur et les circonstances atmosphériques variaient pendant l'expérience. Toutefois la solution du problème ne perdrait rien de sa rigueur pourvu que l'on pût apprécier exactement toutes ces variations.

Mais il y a toujours une véritable difficulté à mesurer la température du gaz renfermé dans le ballon, et de là peuvent résulter des erreurs fort appréciables : puisque, pour chaque degré de variation, la densité change de $\frac{1}{273}$ environ. Des erreurs aussi graves peuvent résulter des changements qui surviennent, souvent sans qu'on s'en aperçoive, dans la température de l'air extérieur. Si, par exemple, au moment de la pesée du ballon vide elle s'est élevée de 1°, la perte de poids que celui-ci éprouve a diminué de $\frac{1}{273}$ de sa valeur; et si l'on admet qu'elle est restée la même, on reporte l'erreur tout entière sur le poids que l'on assigne au gaz.

Procédé de MM. Dumas et Boussingault. — Dans les recherches fondamentales qu'ils ont entreprises pour fixer les équivalents des principaux corps simples, MM. Dumas et Boussingault ont fait disparaître par un procédé très-simple toutes les incertitudes relatives à la mesure des températures.

La balance qui servait à leurs déterminations était établie sur une grande caisse à double fond, formant une sorte d'enceinte dont on rendait l'état thermométrique invariable en maintenant à température fixe l'eau qui remplissait l'intervalle compris entre les deux parois. Le ballon vide ou plein de gaz restait toujours au milieu de cette enceinte et sa température était exactement donnée par un thermomètre suspendu dans son intérieur : une fenêtre pratiquée sur la paroi de la caisse rendait possible la lecture des des degrés.

Procédé de M. Regnault. — Enfin l'influence que peuvent avoir les variations de la température, de la pression, et de l'état hygrométrique de l'air, se trouvent éliminées toutes ensemble lorsqu'on opère par une méthode indiquée et employée par M. Regnault dans ses recherches sur les densités des gaz.

Voici en quoi consiste cette nouvelle méthode :

On fait choix de deux ballons ayant à très-peu près même volume, 10 litres environ. A l'un on ajoute une monture à robinet; puis on attache au second un petit tube de verre fermé aux deux bouts, et dont le volume soit exactement égal à la différence de ceux des deux autres : nous supposons que le premier ballon soit originairement un peu plus grand que le second; enfin on ferme celui-ci après avoir ajouté à l'intérieur un peu de mercure pour que son poids devienne à très-peu près égal à celui du premier.

Quand toutes ces précautions ont été prises, si l'on attache les deux ballons au-dessous des deux plateaux d'une balance (fig. 225) et si on les met bien en équilibre, on constate qu'ils y restent indéfiniment, quelles que soient les variations qui surviennent dans les conditions atmosphériques; et il ne peut en être

autrement, puisque l'effet de ces variations est exactement le même de part et d'autre.

Ce fait étant bien établi, pour déterminer la densité d'un gaz on prend le ballon à robinet, on le sèche intérieurement, on le

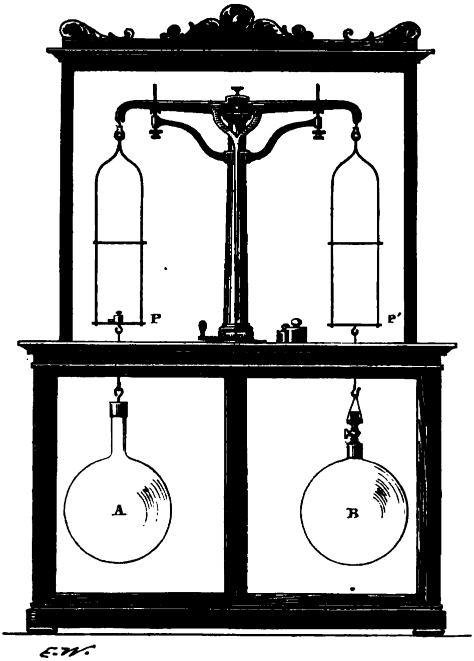


Fig. 225.

place dans un bain à température invariable, un bain de glace pilée par exemple. Puis on introduit le gaz sur lequel on veut opérer, en ayant soin qu'il soit parfaitement pur et sec et sous la pression de l'atmosphère. On ferme alors le robinet, on enlève le ballon du bain de glace, on le lave extérieurement avec de l'eau distillée; et, après l'avoir essuyé avec de la flanelle humide, on le suspend sous la balance. L'autre ballon est accroché de l'autre côté.

Après plusieurs heures on établit l'équilibre, et lorsqu'on a bien constaté que la position du fléau de la balance est invariable, on remet dans la glace le ballon plein de gaz; on l'y laisse un

temps suffisant, puis on fait le vide aussi parfaitement que possible. Soit h la pression restante.

On ferme le robinet et l'on replace le ballon sous la balance, en prenant toutes les précautions précédemment indiquées. Le poids π, qu'il faut ajouter alors pour rétablir l'équilibre, est évidemment celui d'un volume de gaz égal au volume du ballon à zéro, sous la pression $H - h$.

En le multipliant par la fraction $\frac{0,76}{H-h}$, on obtient le poids du même volume de gaz à zéro, et sous la pression 0,76.

La précaution que l'on prend d'essuyer le ballon avec de la flanelle humide est très-importante. Il résulte en effet des observations de M. Dumas qu'en l'essuyant avec un linge sec on développe à sa surface de l'électricité qui trouble pendant longtemps les pesées en déterminant l'attraction du ballon par les corps voisins.

Pour déterminer le volume intérieur V du ballon à zéro, M. Regnault le remplit d'eau distillée et privée d'air, le tout dans la glace fondante. Puis il le ferme, l'essuie, l'abandonne à lui-même dans un laboratoire à cinq ou six degrés au-dessus de zéro ; et, quand l'équilibre de température est établi, il le pèse : soit P son poids dans l'air. Ensuite il détermine dans des conditions atmosphériques à très-peu près semblables le poids p du même ballon plein d'air. La différence $P - p$ est l'excès du poids de l'eau qui remplit le ballon à zéro, sur celui de l'air qui le remplit dans les conditions de l'expérience. Or, ce dernier, que nous représenterons par π, peut être regardé comme connu, car on sait par la méthode exposée plus haut déterminer le poids de l'air qui remplit ce ballon à zéro. $P - p + \pi$ est donc le poids de l'eau qui remplit le ballon à zéro.

Dans les expériences de M. Regnault, le poids $P - p + \pi$ était voisin de 10 kilos, et pouvait être obtenu à un décigramme près, ce qui donnait le volume avec une très-grande approximation. Quant au volume extérieur, pour le déterminer, on pesait le ballon plein d'eau d'abord dans l'air et puis dans l'eau. On obtenait ainsi la différence R qui existait entre les poids de l'eau et de l'air déplacés par le volume extérieur du ballon. Aussi on désignait par d et δ les densités de ces deux fluides dans les conditions de l'expérience, et par x le volume cherché ; on avait pour déterminer x la relation $x\,(d - \delta) = R$.

Comme δ est très-petit par rapport à d, on peut, dans le calcul de x, se contenter d'une valeur approchée de cette quantité δ, en telle sorte que l'équation précédente ne cache pas un cercle vicieux.

Souvent on se contente de comparer les poids d'un gaz à celui de l'air sous même volume; alors il n'est pas nécessaire de connaître le volume du ballon que l'on emploie. Il faut seulement, en suivant la méthode que nous avons longuement indiquée, éviter qu'il n'éprouve de variations de volume d'une expérience à l'autre.

D'après les dernières recherches de M. Regnault, le poids d'un litre d'air sec à zéro, et sous la pression 0,76, est 1g,293. Le poids spécifique absolu de l'air est donc en ces circonstances

$$\frac{1,293}{1000} = 0,001293 = \frac{1}{772,6}$$

Les anciennes déterminations de M. Biot et Arago avaient conduit à un chiffre très-légèrement supérieur $\frac{1}{770}$ = 0,0013.

Après avoir ainsi fait connaître le poids exact d'un litre d'air, nous allons inscrire dans le tableau suivant les valeurs des poids spécifiques de différents gaz, rapportés, suivant l'usage, à celui de l'air que nous prendrons pour unité.

Poids spécifiques de différents gaz à zéro, et sous la pression 0,76.

Noms des gaz.	Poids spécifiques rapportés à celui de l'air.
Air	1
Oxygène	1,10563
Hydrogène	0,06926
Azote	0,97137
Acide carbonique	1,52910
Oxyde de carbone	0,9569
Protoxyde d'azote	1,5269
Bioxyde d'azote	1,0388
Chlore	2,4216
Cyanogène	1,8064
Acide sulfureux	2,1930

Il y a quelques remarques à faire sur la manière dont on peut déterminer la densité du chlore. Ce gaz attaque trop énergiquement les métaux pour qu'on puisse songer à l'enfermer dans des appareils à robinet. On bouche alors à l'émeri le ballon dont on veut faire usage pour les pesées, et pour l'emplir, on fait y plonger jusqu'au fond, le tube par lequel y arrive le gaz pur et sec. Le chlore, plus lourd que l'air, chasse peu à peu ce dernier, mais le dégagement doit être continué longtemps, et il faut retirer le tube avec beaucoup de précaution et en faisant toujours affluer le chlore.

On mesure la pression H au moment de la fermeture. Puis,

quand on a bien équilibré le ballon plein de chlore, on le remet dans le bain de glace, et l'on chasse le gaz par un courant d'air sec suffisamment prolongé. On observe la nouvelle pression H' qui a lieu au moment où l'on termine cette opération, on ferme le ballon; et, après l'avoir attaché à la balance, on détermine le poids ajouté dans le plateau qui le soutient pour rétablir l'équilibre. Soit P ce poids. Il représente évidemment la différence qui existe entre ceux du chlore à pression H et de l'air à pression H' qui peuvent remplir le ballon à zéro. En sorte que si l'on appelle V le volume de ce dernier, x et a les poids spécifiques normaux des deux gaz, on a pour déterminer x l'équation

$$P = V\left(x\frac{H}{0,76} - a\frac{H'}{0,76}\right).$$

Le procédé de M. Regnault permet de trouver directement la densité des gaz à 100°. En faisant une série de déterminations de ce genre, M. Regnault a obtenu de nouvelles vérifications des résultats auxquels l'avaient conduit ses recherches sur les dilatations.

En effet, pour chaque gaz éprouvé, le rapport $\frac{D'}{D}$ des densités directement mesurées à 100° et à 0°, s'est toujours trouvé égal à $\frac{1}{1+100\,k}$, k étant le coefficient de dilatation des gaz.

Ainsi, le seul emploi de la balance peut conduire à la détermination des changements de volume que les gaz éprouvent en s'échauffant, et ce nouveau procédé est même le seul qui soit applicable à l'étude de la dilatation des fluides élastiques qui attaquent le mercure.

CHAPITRE VII

VAPEURS.

§ 1. — PRINCIPES GÉNÉRAUX.

Un grand nombre de liquides abandonnés à eux-mêmes, à l'air libre ou dans des récipients de suffisante capacité, finissent par disparaître : l'eau, l'alcool, l'éther sont dans ce cas. Mais cette disparition n'indique pas que ces liquides se soient anéantis; elle

prouve seulement qu'ils ont subi dans leur état physique une remarquable transformation. Ils sont devenus gazeux, et sous cette forme nouvelle, ils peuvent donner naissance à des phénomènes particuliers qui témoignent encore de leur existence. Quelques-uns d'entre eux, comme l'éther, le sulfure de carbone affectent l'odorat d'une manière très-vive; d'autres, comme le brome, donnent des vapeurs fortement colorées; tous, par des procédés convenables, peuvent être, soit partiellement, soit en totalité, condensés ou absorbés par des agents chimiques.

Les liquides ne sont pas les seuls corps qui puissent ainsi se volatiliser aux températures ordinaires. La glace [1], la neige et autres solides jouissent de la même propriété.

Mais c'est surtout lorsqu'on élève la température que la transformation des corps en vapeurs devient facile. Sur le feu, l'eau prend rapidement l'état aériforme ; en un mot l'on peut dire que toutes les substances deviennent gazeuses quand on les chauffe suffisamment. Le soufre à 420°, le zinc au rouge, se vaporisent et peuvent se distiller comme l'eau à 100°.

Dans ces dernières années, en effet, M. Despretz, en soumettant le charbon à l'action d'une pile très-énergique, le volatilisa abondamment et fit ainsi rentrer dans la loi générale ce corps regardé jusqu'alors comme le plus réfractaire de tous.

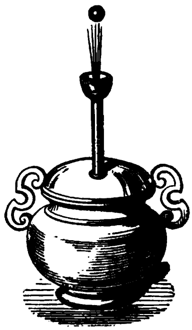


Fig. 226.

Comme les gaz proprement dits, les vapeurs font sans cesse effort pour s'étendre, et par suite de cette élasticité naturelle elles pressent contre les parois des vases qui les renferment.

Héron, dans son *Traité pneumatique*, remarque que si l'on chauffe de l'eau dans un vase métallique (fig. 226), dont l'orifice est bouché par une sphère métallique pesante, il arrive bientôt un moment où la vapeur soulève cette espèce de couvercle, et s'échappe ainsi qu'il est marqué sur la figure 226.

En 1605, F. Rivault, précepteur de Louis XIII, fit une observation analogue. Il remarqua qu'une bombe à demi pleine d'eau et bien bouchée finit par faire explosion lorsqu'on la chauffe suffisamment.

Vers la même époque (1615), Salomon de Caus songea à utiliser cette force élastique pour élever de l'eau chaude à une hauteur

1 Pline connaissait le fait de l'évaporation de la glace.

considérable. Au lieu de boucher hermétiquement la bombe de F. Rivault, il prescrivait d'y faire plonger un long tube ouvert aux deux bouts et dont l'extrémité inférieure B descendît dans le liquide (fig. 227). En ces circonstances, la vapeur se développant dans la capacité supérieure, presse sur l'eau du vase et la fait monter à une hauteur d'autant plus grande que l'élasticité intérieure est plus considérable.

Aux températures basses, la force élastique des vapeurs est

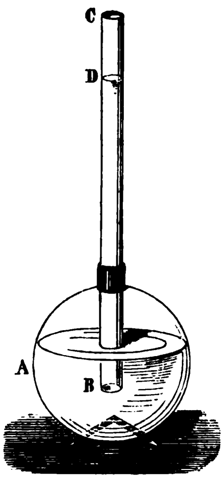


Fig. 227.



Fig. 228.

souvent encore fort sensible. Toutefois, elle ne fut observée que longtemps après ces premières expériences.

Vers 1705, on s'aperçut que si l'on construit des baromètres avec des tubes récemment lavés à l'eau ou surtout à l'alcool, le mercure s'y tient beaucoup plus bas que d'ordinaire. Ces dépressions anormales excitèrent l'attention de l'Académie, et leur explication étant devenue le sujet de quelques discussions, Homberg soutint qu'elles étaient dues à un développement de vapeurs d'alcool dans la chambre barométrique, et pour démontrer la vérité de son opinion, il fit voir que les anomalies disparaissaient lorsqu'on prenait la précaution de bien sécher les tubes avant d'y verser le mercure.

C'est à cette dépression du mercure dans les baromètres que l'on a recours ordinairement pour mettre en évidence le développement spontané des vapeurs aux températures ordinaires.

Plusieurs baromètres A, B, C, D (fig. 228) sont disposés les uns à côté des autres dans une même cuvette. On laisse A dans son état normal. En B, C, D, on fait passer de l'eau, de l'alcool, de l'éther, et l'on voit aussitôt le mercure s'y abaisser de quantités inégales au-dessous de son niveau primitif.

Lorsqu'on répète cette expérience avec un baromètre à cuvette profonde, on remarque que l'on peut soulever ou abaisser le tube sans apporter aucun changement à la distance du niveau supé-

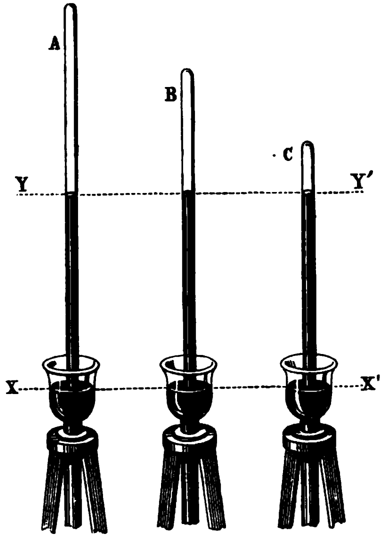


Fig. 229.

rieur (fig. 229) à celui de la cuvette XX', pourvu toutefois qu'il y ait toujours une petite couche du liquide volatil, visible au-dessus de l'extrémité de la colonne mercurielle.

Seulement, quand le tube est soulevé, et que par suite la chambre barométrique est accrue, l'épaisseur de la couche volatile diminue. Elle augmente dans le cas contraire. En un mot, tant qu'elle est en contact avec son liquide, une vapeur qui se développe dans un espace primitivement vide, acquiert à chaque

température, une élasticité déterminée, une tension maxima qu'on ne peut lui faire dépasser en essayant de la comprimer, parce que toute tentative de ce genre n'a d'autre effet que de la liquéfier en tout ou en partie.

On conçoit dès lors qu'au point de vue purement scientifique, il est intéressant de chercher à déterminer rigoureusement les valeurs numériques de ces forces élastiques des vapeurs à saturation, pour tous les liquides et toutes les températures. Et de plus, il n'est pas besoin d'ajouter qu'un intérêt pratique tout spécial s'attache à la question, au moins pour ce qui touche à la vapeur d'eau. Aussi, depuis une centaine d'années, les physiciens se sont-ils occupés avec grand soin de la solution expérimentale de cet important problème.

Les méthodes qu'ils ont employées dépendent nécessairement des limites de température entre lesquelles ils ont voulu opérer, et de là résulte une division toute naturelle dans l'exposition des résultats auxquels ils sont parvenus.

§ 2. — PREMIÈRES RECHERCHES SUR LA TENSION DE LA VAPEUR D'EAU DANS LE VIDE.

Expériences de Ziegler. — Pour mesurer la force élastique de la vapeur d'eau au-dessus de 100°, Ziegler de Bâle, en 1759, employait une chaudière à parois bien solides (marmite de Papin), et dans laquelle il disposait un manomètre à air libre. Le tube du manomètre passait à travers le couvercle, ainsi que des thermomètres destinés à donner la température intérieure. Il est parfaitement clair que si l'on prend soin de faire partir tout l'air par l'ébullition, avant de fermer l'appareil, on connaîtra exactement la tension de la vapeur intérieure aux différentes températures, en ajoutant la pression atmosphérique à celle qu'exerce la colonne de mercure *De*. Or, si le niveau en *cd* peut être regardé comme constant, la seule observation de l'extrémité *e* de la colonne fait connaître la longueur *De*.

Quand, au contraire, la cuvette n'est pas assez large pour que le déplacement de la surface inférieure du mercure soit négligeable, on tient compte aisément de cette cause d'erreur. Si, par exemple, les sections du tube et de la cuvette sont entre elles dans le rapport de 1 à 100, il est clair qu'un abaissement de 1 centimètre dans la cuvette correspondra à une élévation de 99 dans le tube, et qu'ainsi la différence des niveaux sera égale à 100.

Dans les expériences de Ziegler, le tube manométrique avait jusqu'à 132 pouces de long, et par suite l'étude de l'accroissement

de la tension de la vapeur pouvait être poussée jusqu'à $\frac{132}{28} =$ 4,3 atmosphères.

Expériences de Watt. — Watt répéta les expériences de Ziegler, et de plus il chercha comment varie la force élastique de la vapeur aqueuse aux températures inférieures à 100.

Le procédé qu'il a adopté pour résoudre cette nouvelle question se déduit naturellement des observations d'Amontons et de



Fig. 230.

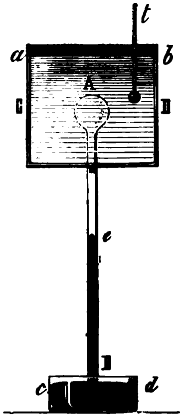


Fig. 231.

Homberg citées à la page 272. Il a du reste été invariablement employé dans toutes les expériences qui ont été faites depuis sur le même sujet.

La vapeur dont on mesurait la tension était fournie par de l'eau que l'on introduisait dans la chambre d'un baromètre (fig. 231), et la force élastique se trouvait donnée par la dépression du niveau.

Enfin comme il était important de bien connaître la température à laquelle était portée la partie de l'appareil où la vapeur se développait, Watt l'entourait d'un bain liquide au milieu duquel plongeait un thermomètre. Une lampe permettait de régler le degré d'échauffement de ce bain.

Expériences de Béthancourt. — En 1792, Béthancourt, à Paris, publia les résultats d'une série de déterminations exécutées à l'aide d'un appareil qui lui permettait de mesurer les tensions des vapeurs dans le vide, à la fois aux températures basses et aux températures élevées, ou, si l'on aime mieux, dans les circonstances où ces tensions sont très-faibles ou très-considérables.

Le liquide était renfermé dans un récipient à trois tubulures (fig. 232): l'une *g* pouvait être mise en communication avec une machine pneumatique qui servait à faire le vide dans l'appareil; la seconde donnait passage à un thermomètre; à la troisième enfin était ajusté un manomètre à deux branches ABCD. La pression qu'il s'agissait d'obtenir était égale à la pression atmosphérique accrue ou diminuée de la colonne liquide qui s'élevait dans une branche au-dessus de son niveau dans l'autre. Il fallait évidemment tenir compte du liquide qui pouvait se condenser dans la branche BC, lorsque sa température était inférieure à celle de la chaudière.

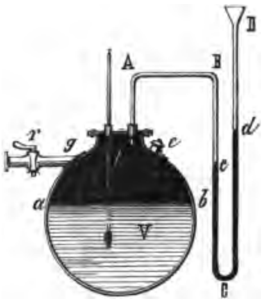


Fig. 232.

Depuis le commencement de ce siècle, un grand nombre de physiciens ont cherché à déterminer avec plus de rigueur qu'on ne l'avait fait jusqu'alors les tensions de la vapeur d'eau aux différentes températures. Nous allons résumer maintenant quelques-uns de leurs importants travaux.

§ 3. — TENSION DE LA VAPEUR D'EAU AU-DESSOUS DE ZÉRO.

Pour déterminer la tension de la vapeur d'eau au-dessous de zéro, M. Gay-Lussac faisait passer une petite quantité de ce liquide dans un baromètre dont la partie supérieure était recourbée comme on le voit figure 233. Cette portion étant plongée dans un mélange réfrigérant, le liquide qui se réduisait en vapeur en *a* venait se condenser en CI et se geler sur les parois du tube. La vapeur qui restait dans la chambre barométrique ne pouvait avoir en aucun point une tension supérieure à celle qui répondait à la température de la paroi refroidie. D'une autre part, il est évident que la tension intérieure ne pouvait être au-dessous de cette limite; par suite, la quantité dont la colonne mercurielle était

déprimée au-dessous de sa hauteur normale donnée par le baromètre voisin, était l'expression de la force élastique cherchée.

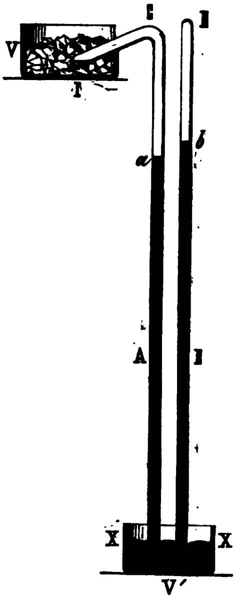


Fig. 233.

§ 4. — TENSION DE LA VAPEUR ENTRE ZÉRO ET 100°.

Expériences de Dalton. — Pour déterminer les tensions de la vapeur entre zéro et 100, Dalton opérait comme Watt, c'est-à-dire qu'après avoir introduit de l'eau dans la chambre d'un baromètre, il mesurait la dépression produite dans les différentes circonstances où il le plaçait ; il prenait soin d'ailleurs qu'il y eût toujours un excès d'eau non volatilisée.

Lorsqu'on veut opérer à des températures voisines de 100°, il faut que le manchon qui entoure le baromètre ait plus de $0^m,76$ de long, et dès lors on peut supposer que l'on emploie l'appareil ci-contre (fig. 234).

Le baromètre normal est chauffé en même temps que le baromètre humide, et la différence des niveaux *ba* doit être ramenée par le calcul à ce qu'elle serait à zéro. En un mot, il faut appliquer ici la méthode de correction de la page 236.

Le niveau du mercure dans le manchon est un peu déprimé par le poids de l'eau, en telle sorte que la vapeur intérieure possède une force élastique égale à celle de l'atmosphère lorsque l'extrémité de la colonne tombe au niveau II' (fig. 235).

Lorsqu'on veut, en suivant cette marche, déterminer ainsi les



Fig. 234.

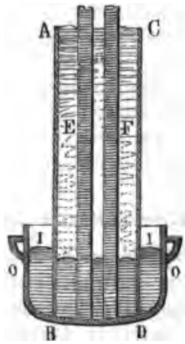


Fig. 235.

tensions voisines de 0,76, on éprouve une grande difficulté à maintenir à peu près constante la température de l'eau du manchon. La méthode perd de sa certitude.

Elle conduit au contraire à de bons résultats tant que les tensions à mesurer ne dépassent pas 2 à 3 décimètres. Dans ce cas, M. Regnault opère de la manière suivante (*Ann.*, IIIe série, t. XI) :

Expériences de M. Regnault. — « Un ballon A (fig. 236), de « la capacité de 500 centimètres cubes environ est soudé à un

« tube recourbé qui est mastiqué dans la pièce en cuivre à trois « branches *g*. Dans la tubulure du milieu se trouve mastiqué un « autre tube recourbé qui est soudé à la partie supérieure d'un « tube barométrique *cd* qui traverse le fond du vase de tôle DE'.

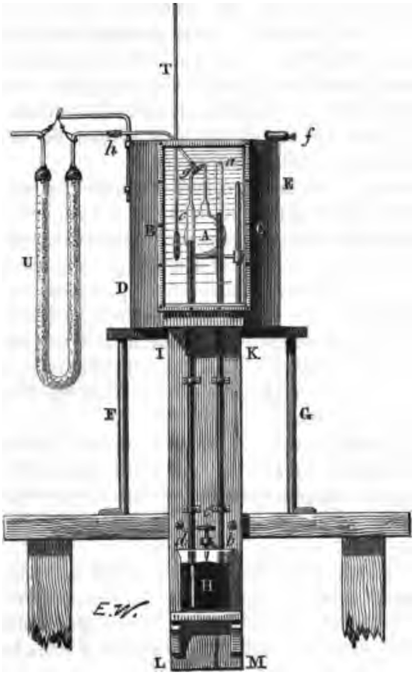


Fig. 236.

« Parallèlement à *cd* est disposé un véritable baromètre qui « plonge dans la même cuvette H. Dans une troisième tubulure « de la pièce en cuivre à trois branches est mastiqué un tube qui « communique avec la machine pneumatique; mais on a inter- « posé sur le passage un tube U rempli de ponce sulfurique ayant « environ 1 mètre de longueur totale.

« Une glace à faces bien parallèles ferme en avant le vase de « tôle et permet de voir à l'intérieur.

« Pour déterminer avec cet appareil la tension de la vapeur « aqueuse dans le vide absolu, on met dans le ballon une cer-

« taine quantité d'eau, puis on fait le vide avec la machine pneu-
« matique et l'on chauffe légèrement A de façon à faire distiller
« un peu d'eau dans le tube barométrique. En continuant à faire
« jouer la machine, on produit une distillation continuelle de
« l'eau du ballon et de celle qui se trouve dans le tube barom-
« trique *cd*. Cette eau vient se condenser dans le tube à ponce
« sulfurique V. On distille de cette manière plusieurs grammes
« d'eau sous une très-faible pression. On peut admettre alors que
« l'air a été complétement expulsé de l'appareil; on ferme à la
« lampe le tube en *g*, et l'on procède aux déterminations en rele-
« vant au cathétomètre la différence de niveau du mercure dans
« les deux tubes barométriques. »

L'interposition de la glace qui sert de fermeture et de l'eau du vase exerce sur les rayons lumineux un certain effet de déviation, mais ce déplacement est très-sensiblement le même pour les niveaux des deux baromètres. Il est en général négligeable, et dans tous les cas il serait facile, par quelques mesures préalables, d'estimer l'erreur si cela devenait nécessaire.

Le liquide de la caisse est continuellement agité; on le porte et on le maintient aux températures des observations par des additions convenables d'eau chaude et par l'action d'une lampe à alcool placée sous la caisse.

La petite colonne liquide qui reste au-dessus du mercure dans le baromètre humide exerce par son poids une très-légère pression dont on tient compte aisément. Cette même colonne exerce aussi une action capillaire qui tend à soulever le mercure d'environ $0^{mm},12$.

« Pour en estimer la grandeur, on a soudé à l'extrémité supé-
« rieure des deux tubes barométriques qui avaient servi aux expé-
« riences précédentes, des tubes de verre de petit calibre qui ont
« été mastiqués dans un petit tube de cuivre à trois branches; la
« troisième branche porte un tube de verre qui communique avec
« la machine pneumatique. Entre l'un des tubes barométriques et
« la tubulure en cuivre correspondante, se trouve mastiqué un
« tube en U plein de ponce sulfurique. Les deux baromètres plon-
« geant dans la même cuvette, on fait plusieurs fois le vide et on
« laisse rentrer de l'air afin de sécher la paroi du tube qui com-
« munique avec la ponce sulfurique. Enfin on fait une dernière
« fois le vide et on fond à la lampe le tube qui communique avec
« la machine pneumatique. On s'assure si les deux colonnes sont
« de niveau, puis on fait passer dans l'un des baromètres une
« petite couche d'eau égale à peu-près à celle que l'on avait dans
« les expériences sur la vapeur. On a maintenant deux baro-

« mètres imparfaits communiquant l'un avec l'autre, et par con-
« séquent soumis à la même pression intérieure ; mais l'un des
« baromètres est sec, dans l'autre, au contraire, il y a une petite
« couche d'eau. On attend jusqu'au lendemain pour être sûr que
« les deux colonnes sont exactement à même température ; on
« détermine alors la différence de niveau des deux ménisques
« mercuriels et la hauteur de la colonne d'eau. Cette dernière
« hauteur, transformée en mercure, représenterait la différence
« de hauteur observée dans les deux colonnes mercurielles s'il n'y
« avait pas eu altération dans l'action capillaire. L'effet dû à cette
« dernière cause sera donc mesuré par la différence de hauteur
« des deux ménisques mercuriels diminués de la valeur en mer-
« cure de la petite colonne d'eau. »

§ 5. — TENSIONS DE LA VAPEUR AUX TEMPÉRATURES ÉLEVÉES.

Expériences de Dulong et Arago. — En 1829, MM. Dulong et Arago ont publié un travail très-important sur la détermination des tensions de la vapeur d'eau aux températures élevées.

Leur appareil est représenté figure 237.

A générateur à vapeur installé dans un fourneau de maçonnerie. Ce générateur avait environ 80 litres de capacité ; l'épaisseur de ses parois lui permettait de résister à une forte pression.

HFM, manomètre à air comprimé, destiné à donner la mesure de la force élastique cherchée.

CD, tube de communication plein d'eau, destiné à transmettre la pression de la chaudière au mercure du réservoir M.

B, soupape de sûreté.

Deux thermomètres *b* et *c* donnaient, l'un la température de la vapeur, l'autre celle du liquide de la chaudière. Ils étaient contenus dans des canons de fusil fermés par en bas et pleins de mercure. Les tiges de ces thermomètres se recourbaient horizontalement en *d* et étaient maintenues à température constante.

La figure 238 représente la coupe de la chaudière. On voit en C et en B les canons de fusil destinés à recevoir les thermomètres.

Le réservoir à mercure F était en fonte ; mais on voyait le niveau dans le tube latéral H, qui était en cristal et communiquait avec le réservoir à la fois par la partie supérieure et par la partie inférieure.

Un courant d'eau froide qui tombait du robinet R sur le tube de communication CD empêchait l'échauffement et la volatilisation de l'eau qu'il renfermait. La pression s'exerçait contre l'eau

de ce tube au point C où il se joignait au tube BC qui s'élevait verticalement au-dessus du couvercle de la chaudière. Le mano-

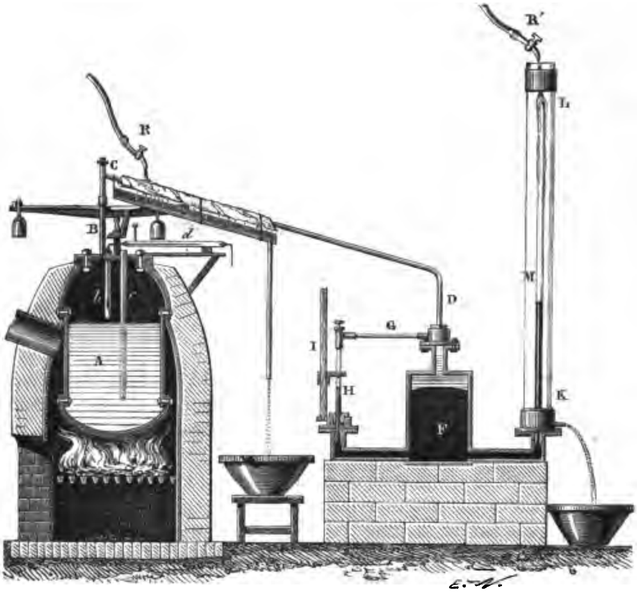


Fig. 237.

mètre était également maintenu à température constante par un courant d'eau froide fourni par le robinet R'.

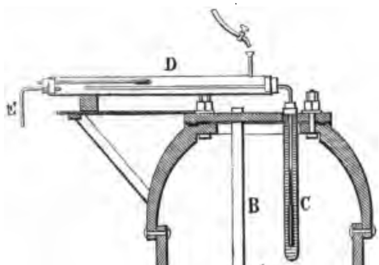


Fig. 238.

Lorsqu'on voulait faire une détermination, on ouvrait la soupape B et l'orifice C, et l'on maintenait l'eau de la chaudière en pleine ébullition pendant une vingtaine de minutes, de manière à chasser tout l'air de la chaudière. Cela fait, on vissait en C le bouchon métallique qui pouvait fermer cet orifice, et l'on fermait également la soupape B. La pression et la température s'élevaient graduellement. Lorsqu'on était arrivé dans le voisinage du point où l'on voulait faire une observation, on fermait le fourneau; la combustion devenait moins vive, l'échauffement se ralentissait, et la température de la chaudière passait par un maximum dont on déterminait avec soin la valeur et en même temps que la pression correspondante. Pour cela, à partir du moment où l'on avait fermé le fourneau, on suivait attentivement la marche des thermomètres. Lorsqu'elle ne variait plus que lentement, on notait leurs indications à des intervalles de temps égaux et déterminés, et en même temps on mesurait la hauteur du manomètre.

On continuait ces observations simultanées jusqu'à ce que le maximum eût été notablement dépassé, c'est-à-dire jusqu'à ce que les thermomètres se fussent abaissés de quelques degrés.

L'expérience était alors terminée.

On ouvrait le fourneau, on rechargeait la grille et l'on procédait à une nouvelle détermination.

Les températures maxima marquées par les deux thermomètres étaient sensiblement égales. On les corrigeait de l'influence de la tige comme il a été expliqué page 237, et l'on en prenait la moyenne.

Pour avoir la force élastique correspondante, on remarquait que cette force élastique, accrue de la pression exercée par la colonne d'eau comprise de C en H équilibrait la pression de la colonne de mercure soulevée de H en M dans le manomètre et la force de ressort de l'air comprimé en ML.

Soient donc P, P' et F les expressions de ces trois quantités exprimées en millimètres de mercure, l'expression de la force élastique cherchée sera donnée en fraction de la même unité par l'équation $X = P' + F - P$.

P' se mesure directement. P s'obtient en divisant par 13,59 la longueur verticale de la colonne CH, ramenée par le calcul à 4°.

Quant à F, elle se déduit de l'observation du volume ML et de sa comparaison au volume primitif connu sous une pression déterminée.

Expériences de M. Regnault. — Dans une nouvelle série de recherches sur le même sujet, M. Regnault adopta un procédé déjà employé par Dalton; mais dont la première idée est antérieure à ce physicien.

Voici quel en est le principe :

Lorsqu'un liquide bout dans une atmosphère dont l'élasticité est constante, la force élastique des vapeurs qu'il émet ne peut pas être inférieure à la pression que la surface supporte. Si faible en effet que fût la différence, les bulles intérieures seraient écrasées au sein même des couches qu'elles auraient à traverser. Réciproquement, aussitôt que le liquide est assez échauffé pour que l'équilibre de tension ait lieu, il semble que rien ne doit empêcher la vapeur de se développer à l'intérieur et de venir sous forme de bulles crever à la partie supérieure.

Guidés par ces considérations, les physiciens ont admis que si l'on chauffe de l'eau dans une chaudière mise en communication avec un récipient où la pression est maintenue constante, la température à laquelle a lieu l'ébullition est précisément celle qui fait acquérir aux vapeurs de ce liquide une tension maxima égale à la pression invariable qui existe dans le récipient.

La figure 239 représente l'appareil de M. Regnault.

A, chaudière où se développe la vapeur.

F, chambre à pression entretenue à température constante à l'aide du bain d'eau qui l'entoure.

DD', tube qui fait communiquer la chaudière à la chambre F.

Ce tube est refroidi à sa partie supérieure par un courant d'eau. Il est incliné vers A de façon que la vapeur qui s'y condense retourne dans le bouilleur.

MNPO, manomètre à deux branches destiné à mesurer la pression qui existe en F.

HH', tube de plomb flexible à l'aide duquel on met F en communication avec une machine pneumatique ou une pompe foulante.

La figure 240 représente la coupe de la chaudière. On voit en *a* et *b* les canons de fusil destinés à recevoir les thermomètres.

Lorsqu'il voulait opérer à des pressions très-considérables, M. Regnault employait le manomètre à air libre de grandes dimensions déjà décrit page 95.

Avant de terminer ce qui est relatif à la détermination des tensions des vapeurs dans le vide, nous décrirons encore un procédé que l'on emploie avec avantage quand il s'agit d'opérer sur des liquides dont on ne possède pas de quantités considérables. Ce procédé a été employé par M. Magnus et par M. Regnault. Nous en prenons la description dans les Mémoires de ce dernier physicien.

L'appareil se compose de deux parties principales : un manomètre à deux branches MPO et un tube recourbé, dans la branche fermée duquel on développe la vapeur (fig. 241). Avant de réunir

ces deux parties à l'aide de la petite pièce de cuivre à trois tubulures *edg*, on commence par remplir *ab* de mercure bien pur, que l'on y fait bouillir pour chasser toute l'humidité. Lorsque le mercure est refroidi, on introduit en *bc* une petite quantité du liquide volatil, on le fait bouillir pendant quelques instants afin de le priver complétement de l'air qu'il peut garder en dissolution ; puis, en incli-



Fig. 239.

nant convenablement le tube *abc*, on fait passer une petite quantité de ce liquide encore chaud dans la partie supérieure de la branche fermée. On chasse le reste du liquide de *bc* par l'ébullition, et cette branche reste pleine d'air sec.

On fixe alors le tube *abc* dans le vase de tôle DE décrit et représenté p. 279, en s'arrangeant bien entendu pour que les niveaux soient visibles à travers la glace. On réunit ensuite les deux parties de l'appareil par le tube à trois branches, et l'on établit en *hc* une pression plus grande ou plus petite que celle de l'atmosphère. Puis on chauffe, s'il est nécessaire, de manière à déterminer le développement de la vapeur en *am*. La force élastique de cette vapeur est égale à la pression P de l'air renfermé en *nch*,

accrue ou diminuée de la différence des niveaux en *mn*, et enfin la pression P est elle-même égale à la hauteur barométrique, accrue ou diminuée de la différence des niveaux dans les deux branches du manomètre.

Les procédés à l'aide desquels on détermine les tensions des vapeurs supposent, pour la plupart, que celle du mercure est nulle aux températures ordinaires. On ne concevrait pas en effet, s'il en était autrement, la force et la netteté avec laquelle la

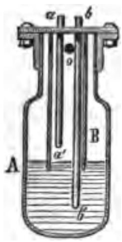


Fig. 240.

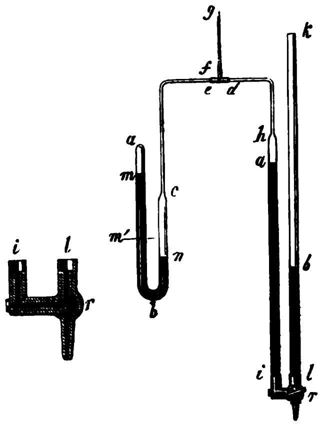


Fig. 241.

colonne mercurielle d'un baromètre frappe contre le haut du tube qui la renferme, lorsqu'on vient à incliner brusquement ce dernier; on peut encore citer, à l'appui de cette manière de voir, une expérience curieuse : si l'on met au fond d'une fiole une petite quantité de ce métal, et que l'on colle à la partie inférieure du bouchon une feuille d'or, elle reste inaltérée et conserve sa couleur aux températures voisines de zéro. Il en serait tout autrement si le liquide émettait des vapeurs : leur contact blanchirait aussitôt cette feuille, qui est extrêmement sensible à leur action. Enfin M. Regnault a fait voir directement qu'entre zéro et 100° l'accroissement de force élastique que ces vapeurs mercurielles peuvent acquérir est à peine égal à un demi-millimètre, et l'on en peut conclure sûrement qu'à zéro cette tension est absolument négligeable.

Un ballon renfermant du mercure est mis en communication avec un tube barométrique plongeant dans une cuvette remplie

du même métal, comme on le voit figure 236, page 269. Par un tube latéral, on fait un grand nombre de fois le vide dans l'appareil, et l'on y fait rentrer de l'air sec de façon à bien dessécher l'appareil. Enfin on ferme le tube *g* à la lampe; et le ballon, plongeant dans la glace fondante, on mesure exactement la force élastique de la petite quantité d'air qui reste à l'intérieur. On chauffe ensuite le ballon à 100°. La colonne barométrique éprouve une légère dépression; mais si l'on tient compte de l'accroissement de force élastique que l'échauffement a communiqué à l'air restant, on trouve que l'effet dû au développement de la vapeur mercurielle n'a pas une valeur supérieure à celle que nous avons indiquée, c'est-à-dire 0mm,5 environ.

Tensions de la vapeur d'eau dans le vide, d'après M. Regnault.

TABLEAU NUMÉRO 1.		TABLEAU NUMÉRO 2.	
Température du thermomètre à air.	Tensions.	Température du thermomètre à mercure.	Tensions.
degrés.	millim.	degrés.	millim.
— 20	0,91	— 20	0,91
— 10	2,08	— 10	2,08
0	4,60	0	4,60
10	9,16	10	9,16
20	17,39	20	17,39
30	31,55	30	31,55
40	54,91	40	54,91
50	91,98	50	91,98
60	148,79	60	148,79
70	233,09	70	233,09
80	354,04	80	354,64
90	525,45	90	525,45
100	760,00	100	760,00
110	1073,70	110	1073,00
120	1489,00	120	1483,00
130	2029,00	130	2013,00
140	2713,00	140	2682,00
150	3572,00	150	3532,00
160	4647,00	160	4580,00
170	5960,00	170	5842,00
180	7545,00	180	7366,00
190	9128,00	190	9204,00
200	11660,00	200	11360,00
210	14308,00	210	13895,00
220	17390,00	220	16823,00
230	20915,00	230	20160,00

Tensions des vapeurs des liquides autres que l'eau, d'après M. Regnault.

Température.	Alcool	Éther.	Sulfure de carbone.	Essence de térébenthine.
degrés.	millim.	millim.	millim.	millim.
— 20	3,34	69,2		
— 10	6,50	113,2	79,0	
0	12,73	182,3	127,3	2,1
+ 10	24,08	286,5	199,3	2,3
20	44,0	434,8	298,2	4,3
30	78,4	637,0	434,6	7,0
40	134,10	913,6	617,5	11,2
50	220,3	1268,0	852,7	17,2
60	350,0	1730,3	1162,6	26,9
70	539,2	2309,5	1549,0	41,9
80	812,8	2947,2	2030,5	61,2
90	1190,4	3899,0	2633,1	91,0
100	1685,0	4920,4	3321,3	134,9
110	2351,8	6249,0	4136,3	187,3
120	3207,8	......	5121,6	257,0
130	4331,2	......	6260,6	347,0
140	5637,7	......	......	462,3
150	7257.8	......	......	604,5
160	......	......	......	777,2
180	......	......	......	989,0
190	......	......	......	1225,0
200	......	......	......	1514,7
210	......	......	......	1865,6
220	......	......	......	2251,2

§ 6. — DES VAPEURS NON EN CONTACT AVEC LEURS LIQUIDES.

Lorsqu'une vapeur ne sature pas l'espace qui la renferme, elle ne semble pas, quant à ses propriétés physiques, différer des gaz proprement dits, tels que l'air, l'acide carbonique, etc. En effet, sous presssion constante, les dilatations ou les contractions qu'elle éprouve par suite des variations de température sont le plus souvent égales à celles que subissent dans les mêmes circonstances les gaz que nous avons nommés. Par exemple, en comparant à l'aide des appareils précédemment décrits page 253, la dilatation de l'air et celle de la vapeur d'éther, M. Gay-Lussac n'a pu trouver de différence entre elles. Réciproquement si, dans un espace invariable, on chauffe d'un certain nombre de degrés des vapeurs d'eau, d'éther, etc., non en contact avec leurs liquides, on voit

leur force élastique s'accroître comme celle de l'air soumis à un même échauffement.

Enfin, si la température restant constante, on fait augmenter ou diminuer l'espace occupé par une vapeur, on constate que la force élastique qu'elle possédait primitivement subit des variations inverses, et dont l'étendue peut se calculer par la loi de Mariotte, tantôt rigoureusement, tantôt seulement d'une manière approchée, ainsi que cela arrive pour les gaz ordinaires.

On pourrait vérifier ces dernières assertions, en employant les appareils manométriques que nous avons décrits lorsqu'il a été question de la compressibilité de l'air (page 88). Mais ordinairement c'est en déterminant dans des circonstances convenablement variées les densités d'une même vapeur, que l'on arrive à reconnaître les lois de sa dilatation ou de sa compressibilité.

Si, par exemple, on constate que sous une même pression, mais à des températures très-différentes, telles que 100 ou 200°, sa densité est toujours dans un rapport constant avec celle de l'air déterminée dans les mêmes conditions, on en conclura qu'entre 100 et 200°, elle suit exactement la loi de dilatation du fluide atmosphérique.

Réciproquement si l'on cherche à une température invariable, soit 100°, la densité d'une vapeur sous deux pressions différentes, et si on la trouve proportionnelle à ces pressions, on en conclura que certainement entre les limites citées la loi de Mariotte lui est applicable.

Ce sera donc après avoir indiqué la manière dont on trouve la densité des vapeurs que nous exposerons les résultats que l'on a obtenus touchant les lois de leur dilatation ou de leur compressibilité.

CHAPITRE VIII

DENSITÉS DES VAPEURS.

Recherches de Watt. — En 1775, Watt chercha à déterminer par un procédé direct, le poids d'un volume donné de vapeur d'eau à 100°, sous la pression de 0,76. Pour y arriver, il plaçait une suffisante quantité d'eau au fond d'une fiole, et la faisait bouillir jusqu'à ce qu'elle fût complétement vaporisée, auquel cas on pouvait regarder l'air comme exactement expulsé. La fiole étant alors bouchée soigneusement, il la laissait refroidir, puis il la pesait dans

l'air, et immédiatement après il la remplissait d'eau et la pesait de nouveau. La différence des poids ainsi obtenus lui donnait le rapport de la densité de la vapeur à 100° à celle de l'eau froide. Soit en effet V le volume de la fiole à la température t, p le poids spécifique de l'eau à cette température, x le rapport cherché, et δ la dilatation de la fiole entre $t°$ et 100°. La différence P — P′ des poids obtenus dans les deux pesées était égale à $Vp - V(1 + \delta)px$. Ainsi l'on pouvait poser pour déterminer x l'équation $P - P' = Vp(1 - (1 + \delta)x)$.

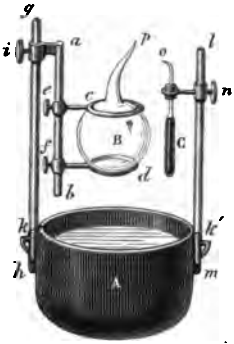


Fig. 242.

En opérant ainsi, Watt était arrivé à ce résultat que la vapeur, dans les circonstances où il l'avait éprouvée, pesait 1600 fois moins que l'eau froide à volume égal.

Pour déterminer commodément, et dans tous les cas possibles, la densité des vapeurs, M. Dumas a indiqué le procédé suivant :

Procédé de M. Dumas. — On prend un ballon de 250 à 500 c. c. de capacité : on le lave, on le sèche ; on en étire le col en une pointe allongée que l'on recourbe à peu près à angle droit sur la direction première. Enfin on le pèse dans l'air, soit P′ le poids obtenu. Ces premières opérations terminées, on introduit dans le ballon une quantité suffisante de la substance à étudier, et enfin on le fixe solidement au milieu d'un bain d'eau, d'huile fixe, ou d'alliage (fig. 242). On chauffe au-dessus du point d'ébullition de la matière introduite. La vapeur se forme et en se dégageant elle chasse l'air par l'orifice p du col étranglé du ballon. Lorsque le jet cesse de se produire, on maintient la température constante pendant quelques instants, on observe le baromètre, et l'on ferme la pointe à la lampe. On sort ensuite le ballon du bain et après l'avoir laissé refroidir, on le nettoie exactement et on le pèse ; soit P le poids obtenu.

On fait plonger alors la pointe sous le mercure : à l'aide d'une pince on en casse l'extrémité et le ballon se remplit complétement si, au moment de la fermeture, il n'y restait plus d'air ; supposons d'abord qu'il en soit réellement ainsi.

La différence P — P′ est l'excès du poids de la vapeur contenue dans le ballon à la pression H et à la température T, sur le poids de l'air qui le remplissait à la température t. Nous admettrons que la pression ne change pas pendant l'expérience.

Soit alors x le rapport de la densité de la vapeur à celle de l'air sous la pression H et à la température T, V le volume du ballon à 0 exprimé en litres, k son coefficient de dilatation.

$$V(1+TK)\,x\,1^{g},293\,\frac{H}{0,76}\,\frac{1}{1+T.\,0,00367}$$

est le poids de la vapeur qu'il contient au moment de la fermeture. Et

$$V(1+tK)\,1^{g},293\,\frac{H}{0,76}\,\frac{1}{1+t.\,0,00367}$$

celui de l'air qu'il renfermait primitivement. On a donc

$$[1]\quad P-P'=V\,1^{g},293\left\{\frac{1+TK}{1+T\times 0,00367}\,\frac{H}{0,76}\times x-\frac{1+tK}{1+t\times 0,00367}\,\frac{H}{0,76}\right\}$$

Le volume intérieur V du ballon s'obtient en mesurant dans une éprouvette graduée le mercure qui le remplit, et faisant ensuite la réduction à zéro.

Quand il est resté de l'air dans le ballon, il faut, au moment ou l'on casse la pointe, le recueillir dans une éprouvette graduée, le mesurer et calculer ensuite les corrections que sa présence rend nécessaires. Elles sont de deux sortes : d'abord dans la première pesée son poids p s'ajoute à celui de la vapeur, de sorte que le second nombre de l'équation [1] doit être accru de p. Puis, comme à l'instant on a fermé l'orifice p, cet air supportait une portion h de la pression totale H donnée par le baromètre, il faut remplacer $\frac{H}{0,76}$ par $\frac{H-h}{0,76}$ dans le premier terme du second membre de l'équation [1].

Quant à la détermination de h, elle ne présente aucune difficulté ; en effet, le poids p d'air occuperait à T, et sous la pression 0,76, un volume $\frac{p}{1,293}(1+0,00367.\ T)$; lorsqu'à cette même température son volume devient $V(1+kT)$, sa pression se trouve réduite à $0,76\,\frac{p}{1,293}\,\frac{1+0,00367\,T}{V(1+KT)}$. Telle est donc la valeur de h.

Procédé de M. Gay-Lussac. — Le procédé que M. Gay-Lussac avait employé dès 1811 pour la détermination de la densité des vapeurs, est d'un usage plus restreint que celui dont il vient d'être question ; mais dans les circonstances où il peut s'appliquer il donne aussi de très-bons résul ats. Voici en quoi il consiste :

Sur une cuvette B en fonte, supportée par un fourneau E, on

dispose une grande éprouvette graduée A, pleine de mercure sec. Ceci fait, on pèse une très-petite ampoule de verre O (fig. 243), on y introduit le liquide à éprouver, et après l'avoir fermée sans y laisser aucune bulle d'air, on la pèse de nouveau. Le poids p du liquide étant déterminée par ces deux pesées successives, on fait passer l'ampoule dans l'éprouvette et l'on entoure celle-ci d'un manchon que l'on emplit d'eau, puis on chauffe. L'ampoule crève, la vapeur se forme, et le mercure se déprime.

On continue à chauffer jusqu'à ce que tout le liquide soit exac-

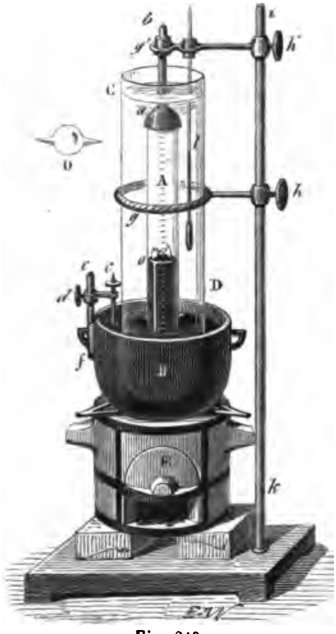


Fig. 243.

tement volatilisé, et alors on observe la température t, la force élastique H et le volume V de la vapeur. La température est donnée par les thermomètres qui plongent dans l'eau du manchon ; la force élastique s'obtient en retranchant de la hauteur du baromètre celle de la colonne soulevée en o dans l'éprouvette au-dessus du niveau de la cuve. Il est entendu que toutes ces colonnes mercurielles doivent être ramenées à zéro par le calcul.

Enfin le volume se déduit aisément du nombre n des divisions occupées par la vapeur ; car on connaît et la capacité primitive de ces divisions, et la dilatation qu'elles ont éprouvée par suite de l'échauffement.

Le poids p d'un volume V de vapeur soumis à la pression H étant ainsi connu, on calcule le poids p' d'un même volume d'air dans les mêmes circonstances de pression et de température, et le rapport $\frac{p}{p'}$ est l'expression de la densité cherchée.

Tout ce que nous disons ici suppose bien évidemment qu'au moment des observations finales le liquide introduit dans l'éprouvette est exactement volatilisé.

C'est en réglant convenablement les dimensions de l'ampoule que l'on parvient à satisfaire à cette condition fondamentale, et l'on est assuré de l'avoir en effet remplie, lorsqu'à la température finale t, la tension intérieure est notablement inférieure à la tension maxima relative à la température de l'expérience.

Dilatation et compressibilité des vapeurs. — Le procédé de M. Dumas donne le moyen de prendre la densité d'une même vapeur à des températures très-différentes, et par suite il permet de voir quelles sont celles de ces substances aériformes qui se dilatent proportionnellement à l'élévation de température.

Lorsque la proportionnalité a lieu, le rapport de la densité à celle de l'air, dans les mêmes circonstances, est constant. Or, il s'en faut beaucoup qu'il en soit toujours ainsi.

Ainsi, d'après M. Cahours, la densité de l'acide acétique est 3,20 à 125°, et seulement de 2,09 à 230. A partir de cette limite elle reste constante, car à 338° elle s'est encore trouvée égale à 2,08.

D'après M. Bineau, la densité de l'acide sulfurique en vapeur est 2,24 à 345°, tandis qu'à 416° et au-dessus elle n'est plus que de 1,73.

A côté de ces vapeurs qui, dans leurs dilatations, s'écartent d'abord si évidemment de la loi de Gay-Lussac, il en est d'autres qui semblent obéir à cette loi et à celle de Mariotte jusqu'au point même de leur liquéfaction. Les vapeurs d'eau, d'alcool, d'éther, de sulfure de carbone, sont dans ce cas.

Toutefois, lorsqu'il s'agit de le vérifier il faut être en garde contre une cause d'erreur qui pourrait rendre très-inexactes les expériences faites dans le voisinage du point de saturation. Souvent le verre, par une sorte d'action chimique, attire et fixe à sa surface une petite quantité de la vapeur qui se trouve en contact avec lui et l'on ne peut plus alors, par les méthodes précédentes, déterminer la densité des vapeurs au point de saturation.

La difficulté disparaîtrait d'elle-même si l'action perturbatrice des parois devenait négligeable, et alors il pourrait être quelquefois commode de déterminer les densités des vapeurs à saturation à l'aide d'un procédé employé par M. Despretz dans une série de recherches entreprises pour prouver que les densités de certains liquides volatils, le sulfure de carbone par exemple, sont bien réellement proportionnelles aux pressions qu'elles supportent, même à leur point de saturation.

Expériences de M. Despretz. — M. Despretz introduisait une suffisante quantité du liquide sur lequel il voulait opérer, dans un large baromètre qui se terminait à la partie supérieure par une tubulure à robinet. Puis, après avoir ajusté sur la tubulure un ballon d'une dizaine de litres, et dans lequel on avait fait un vide aussi parfait que possible, il ouvrait le robinet, et tout l'appareil se remplissait de vapeur à la température des corps environnants. Il mesurait alors la pression en comparant la hauteur du mercure dans le tube à celle qu'on observait dans un baromètre voisin. Enfin il fermait le ballon et cherchait le poids P qu'il possédait quand il était ainsi plein de vapeur. Cette première série d'opérations terminée, M. Despretz faisait le vide dans le ballon; et retranchant alors son nouveau poids p' de celui qu'il avait d'abord déterminé, il obtenait une différence $P - p'$ évidemment égale au poids d'un volume de vapeur égal à celui du ballon, et sous une pression égale à la différence de celles qui y existaient pendant les deux pesées successives.

Cette méthode est toute semblable à celle que l'on emploie d'ordinaire dans la détermination des densités des gaz. Lorsqu'on l'adopte, il peut être bon de remplir deux ou trois fois de suite le ballon avec la vapeur que l'on veut peser. On est sûr alors qu'il ne reste plus trace d'air dans les appareils.

CHAPITRE IX

MÉLANGE DES GAZ ET DES VAPEURS.

Saussure a reconnu le premier qu'une masse d'air de volume et température invariables acquiert, en se saturant d'humidité, une force élastique supérieure à celle qu'elle possédait primitivement. Il résultait même de ses déterminations que l'accroissement

d'élasticité observé s'éloignait peu de la tension maximum de la vapeur pour la température de l'expérience, et en effet de nouvelles recherches sur ce sujet ont conduit Dalton à constater que ces deux quantités sont rigoureusement égales.

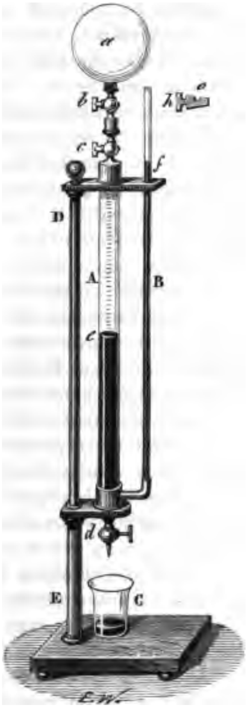


Fig. 244.

Appareils de Gay-Lussac. — Pour vérifier commodément ce résultat important, M. Gay-Lussac employait l'un des deux appareils que nous allons décrire.

Le premier (fig. 244) se compose d'un gros tube de verre A, divisé en parties égales, et mastiqué à ses deux extrémités dans deux viroles de fer munies de robinets *c* et *d*. La virole inférieure porte une tubulure dans laquelle se fixe un second tube B, parallèle au premier, mais beaucoup plus étroit et un peu plus long.

La virole supérieure, au-dessus du robinet *c*, porte un pas de vis sur lequel on peut ajuster différentes pièces. Le manomètre A*e*B*f* ayant été bien séché et rempli de mercure pur et sec, on fixe en *c* un ballon *a* plein d'un gaz parfaitement privé d'humidité, et l'on ouvre les trois robinets *b*, *c* et *d*; du mercure s'écoule par l'ajutage inférieur *d*, et il est remplacé en A par une portion du gaz du ballon. Quand le volume introduit paraît suffisant, on ferme les trois robinets; on enlève le ballon *a*, et l'on verse du mercure par le tube *f*B jusqu'à ce que les niveaux soient les mêmes dans les deux branches du manomètre. Le gaz renfermé en A se trouve alors soumis à la pression atmosphérique. Cette première opération terminée, à la place du ballon *a* on visse un entonnoir muni d'un robinet *h* percé seulement à demi, comme on le voit sur la figure en *ho*. Puis on remplit l'entonnoir du liquide qui doit fournir la vapeur, et en tournant un certain nombre de fois le robinet on introduit graduellement dans le tube A assez de liquide pour saturer le gaz intérieur, et l'on reconnaît que ce résultat est atteint lorsqu'un peu de liquide

reste sans se volatiliser au-dessus du mercure en *e*. A ce moment, le niveau dans le tube A se trouve déprimé au-dessous de sa première position, mais on l'y ramène en ajoutant du mercure en *f*. Or, quand l'équilibre est bien établi, on voit que la distance verticale des niveaux est précisément égale à la longueur de la colonne mercurielle qui, à la température de l'expérience, mesure la tension maxima de la vapeur sur laquelle on opère.

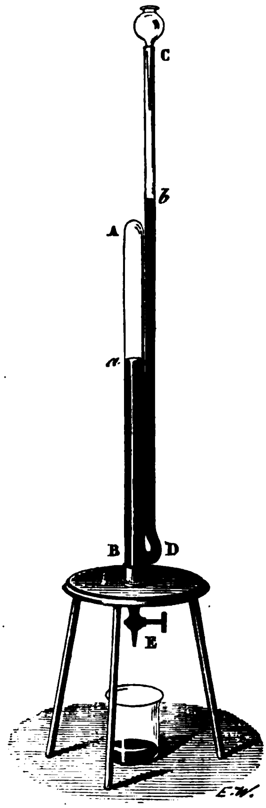


Fig. 245.

Dans le second appareil de M. Gay-Lussac (fig. 245), la virole et le robinet supérieur sont supprimés, et le gros tube se termine comme une éprouvette à gaz ordinaire. On l'emplit de mercure en le renversant et dévissant l'ajutage inférieur E. L'introduction du gaz se fait sans difficulté, et l'on peut aisément, après avoir remis l'appareil en sa position naturelle, mesurer le volume que le gaz intérieur occupe sous la pression atmosphérique. Pour introduire alors le liquide volatil, on en verse un peu dans le tube *b*, et l'on ouvre le robinet E. Le niveau du mercure s'abaisse de part et d'autre, mais comme la dépression est plus rapide en CD qu'en AB, parce qu'en AB la pression va toujours en diminuant, tandis qu'en CD elle reste constante; il arrive bientôt un moment où le liquide volatil passe par l'orifice de jonction des deux branches du manomètre.

On ferme le robinet E avant que l'air extérieur n'ait pu pénétrer à son tour en A, et l'on achève l'expérience comme avec l'appareil précédent, c'est-à dire que l'on verse du mercure en CD, de manière à ramener le mélange de gaz et de vapeur à occuper en A le même volume que le gaz seul y occupait primitivement. La différence des niveaux dans les deux branches du manomètre mesure alors la force élastique de la vapeur développée.

Si l'on voulait, avec ces appareils, mesurer l'accroissement de volume que le gaz éprouve en se saturant sous pression constante, il suffirait de faire, après la saturation, écouler du mercure par le robinet inférieur jusqu'à ce que les niveaux fussent redevenus les mêmes dans les deux branches. Pour résoudre la question *a priori*, on raisonnera de la manière suivante : soit V et P le volume et la pression du gaz sec; V' et P' le volume et la pression du mélange de gaz et de vapeur, si f est la tension maxima de cette dernière, et si la tension dans l'air est la même que dans le vide, le gaz, lorsqu'il est répandu dans le volume V', n'y supporte réellement que la pression $P - f$. Dès lors on doit avoir $\frac{V}{V'} = \frac{P-f}{P}$. L'expérience vérifie ce résultat.

Appareil de M. Regnault. — Lorsqu'on veut opérer facilement à des températures quelconques et bien fixes, il est préférable de disposer l'appareil manométrique comme l'a fait M. Regnault. La branche qui ne s'ouvre pas dans l'air est jointe à un ballon de 250 centimètres cubes environ, comme nous l'avons déjà expliqué page 279, et elle peut être en outre mise en communication avec une machine pneumatique. Enfin elle est, ainsi que le ballon, plongée dans une cuve pleine d'eau devant une glace bien pure. Toute cette disposition est la même que dans la figure 236, page 279.

Dans le ballon A on a primitivement introduit une ampoule fermée renfermant une suffisante quantité d'eau.

On commence par bien sécher le ballon et le tube qui s'y trouve joint; puis on y introduit du gaz sec sous une pression quelconque, et l'on amène le niveau du mercure à un trait de repère marqué sur le tube du manomètre.

On ferme alors l'orifice qui a servi à faire le vide et à introduire le gaz, puis on porte successivement l'eau de la cuve à toutes les températures comprises entre 0 et 50, par exemple, et ramenant à chaque fois le niveau au trait de repère, on mesure la pression du gaz sec; on enlève alors l'eau de la cuve et l'on détermine la rupture de l'ampoule en approchant quelques charbons du ballon A. Enfin, on porte de nouveau le ballon et la branche du manomètre qui s'y trouve jointe à toutes les températures auxquelles on les avait primitivement soumis; à chaque fois encore on ramène le volume du mélange gazeux au trait de repère, et l'on mesure les pressions correspondantes.

Les différences que l'on observe entre les nouvelles pressions et celles que l'on avait primitivement obtenues aux mêmes tem-

pératures, représentent les forces élastiques de la vapeur développée à l'intérieur du gaz.

En étudiant ainsi à diverses températures le développement de la vapeur d'eau dans l'air et dans l'azote, M. Regnault a vu que la tension maxima dans ces gaz, quoique toujours un peu au-dessous de la valeur qu'elle aurait dans le vide, n'en diffère néanmoins que très-peu en moyenne. Pour le sulfure du carbone, les différences sont encore plus faibles. Elles sont un peu plus grandes pour l'éther; mais M. Regnault n'en admet pas moins que la loi de Dalton se vérifierait rigoureusement si l'on pouvait renfermer le gaz et la vapeur dans un vase dont les parois n'exerçassent sur celle-ci d'autre action que celle qu'exerce le liquide volatil lui-même. Dans l'état ordinaire des choses, ces parois liquéfient toujours une certaine partie de la vapeur qui les touche [1], et si cette liquéfaction continuelle fait disparaître plus de vapeurs qu'il ne s'en produit dans l'unité de temps, on devra trouver à la vapeur qui existe dans le mélange une force élastique inférieure à celle qu'elle acquerrait naturellement à même température. Rien de pareil ne s'observe dans le vide, à cause de l'extrême rapidité avec laquelle les liquides s'y évaporent.

Tension des vapeurs fournies par des mélanges de plusieurs liquides volatils. — On remarque aussi une indépendance complète entre le développement simultané, dans un même espace, des vapeurs de deux liquides dépourvus de toute action chimique réciproque. Ainsi, d'après M. Regnault, lorsqu'on introduit dans un appareil manométrique des mélanges d'eau et de sulfure de carbone, d'eau et de benzine, la force élastique qui s'y développe à différentes températures est égale à la somme des forces élastiques que donneraient séparément les deux corps.

Il en est tout autrement lorsque les liquides mélangés peuvent seulement se dissoudre l'un l'autre. Alors, comme M. Magnus et M. Regnault l'ont successivement établi, la loi de Dalton n'est plus aucunement applicable au mélange des vapeurs qu'ils fournissent, tellement que la force élastique du mélange est quelquefois inférieure à celle qu'acquerrait la vapeur de l'un des deux liquides s'il était introduit seul dans l'espace à saturer.

Tension des solutions acides ou salines. — Les différences sont plus grandes encore lorsque les dissolutions sont accompagnées d'actions chimiques énergiques.

1. Lorsqu'on fait passer de l'air saturé sec à travers un tube sec maintenu à même température que lui, on voit bientôt les parois du tube se recouvrir de gouttelettes abondantes.

Si dans un espace de 1 litre, à la température de 10°, on introduisait 200 litres d'acide chlorhydrique gazeux, pris à la pression 0,76, on liquéfierait une portion de cet acide, et celui qui resterait gazeux saturerait l'espace en exerçant contre ses parois une énorme pression. Que dans un espace égal on introduise au contraire $0^l,9$ de solution saturée du même acide à la même température la tension totale sera à peine de quelques millimètres, et pourtant la quantité totale d'acide introduit sera encore plus considérable que dans le premier cas. Enfin lorsqu'on cherche à déterminer la tension de la vapeur que fournit, à une température donnée, un liquide volatil chargé par voie de solution d'une substance fixe ayant de l'affinité pour lui, on la trouve naturellement plus faible que celle que possède le liquide seul à même température. Et, comme on le conçoit, la différence est d'autant plus grande que la proportion de la substance fixe est elle-même plus considérable.

Poids de la vapeur contenue dans un litre d'air au point de saturation. — Une fois admis en principe qu'une vapeur à saturation possède la même tension dans le vide et dans un gaz quelconque sans action chimique sur elle, on en conclut qu'à une température déterminée la quantité d'un liquide quelconque qui peut se vaporiser dans un espace, ne dépend que des dimensions de celui-ci et de la nature du liquide que l'on considère.

On ne saurait concevoir, en effet, que la présence d'un gaz incapable de se combiner à la vapeur qui se forme, pût modifier la proportion dans laquelle elle se développe, sans en changer en même temps la force élastique.

Au reste, des expériences directes ont établi l'exactitude de cette loi. Les plus concluantes sont celles que M. Regnault a fait connaître. (*Ann.*, série III, tome XV.)

Pour mesurer avec une grande certitude le poids de vapeur qui existait dans un volume connu d'air saturé, M. Regnault le faisait passer sur des substances desséchantes, et mesurait ensuite à la balance l'accroissement de poids que ces dernières avaient éprouvé.

La figure 246 représente l'appareil employé.

AB est l'aspirateur à l'aide duquel on obtenait le mouvement du gaz. Lorsque les robinets R et *r* sont ouverts, l'eau s'écoule en R, et l'aspiration se produit par l'extrémité *e* du tube *de*, au milieu de la cloche FEG.

L'air qui se trouve ainsi entraîné vers D est dans un état de saturation absolue. Il a d'abord passé dans un ballon H rempli d'éponges mouillées, et puis il a traversé les parois parfaitement

humides d'un sac de toile E, qui, tendu du haut en bas de la cloche FG, plonge à sa partie inférieure dans une couche d'eau dont l'assiette I est remplie.

Toutes les vapeurs dont l'air se charge ainsi dans la première partie de son trajet, il les cède à la ponce sulfurique du premier

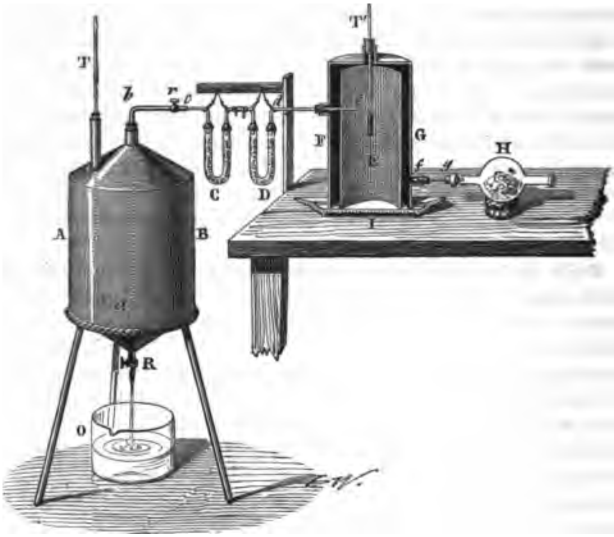


Fig. 246.

tube desséchant D. C'est donc l'accroissement de poids de D que l'on mesure à la balance. Quant au tube C, il empêche que l'humidité de l'aspirateur ne vienne troubler les résultats de l'expérience en s'absorbant en D dans une proportion plus ou moins considérable.

L'air qui a pénétré dans l'aspirateur se sature de nouveau, et si à la fin de l'expérience la pression H et la température t sont redevenues ce qu'elles étaient originairement, son volume aussi sera le même. En le mesurant, on connaîtra donc l'étendue de l'espace que peut saturer, à la température de l'expérience, le poids d'eau p que le tube D a absorbé.

S'il était survenu quelque changement dans la pression ou dans la température, on en tiendrait compte aisément. Il suffirait en effet de résoudre la question suivante :

Un certain poids de gaz saturé à la température t, et sous la pression H, occupe un volume V; quel volume occupait-il quand il était saturé à la température t' et sous la pression H'?

Soit f et f' les tensions maxima qui répondent aux températures t et t'.

D'après ce qui a été vu dans ce chapitre même, le gaz ne supporte réellement que la pression $H-f$ dans le premier cas, et $H'-f'$ dans l'autre. Par suite, on exprimera que son poids ne change pas en posant l'équation :

$$V\delta \frac{H-f}{0{,}76} \frac{1}{1+0{,}00367\,t} = V'\delta \frac{H'-f'}{0{,}76} \frac{1}{1+0{,}00367\,t'}$$

dans laquelle δ représente le poids spécifique normal de l'air.

De cette équation on déduit :

$$V' = V \frac{H-f}{H'-f'} \frac{1+0{,}00367\,t'}{1+0{,}00367\,t}.$$

En opérant ainsi à toutes les températures comprises entre zéro et 25°, M. Regnault a reconnu que toujours le poids de la vapeur qui peut saturer un volume d'air déterminé, est égal aux 622 millièmes du poids qu'aurait un même volume d'air sec à la pression et à la température de la vapeur. Et comme ce nombre 0,622 ou $\frac{5}{8}$ est l'expression de la densité de la vapeur d'eau dans le vide, on voit : 1° que la vapeur aqueuse se développe dans l'air en même proportion que dans le vide; 2° que cette vapeur suit exactement la loi de Mariotte et de Gay-Lussac.

Laplace est le premier qui ait songé à déduire de la densité de la vapeur prise à 100°, sous la pression 0,76, le poids de celle qui peut saturer un volume d'air connu à la température ordinaire, et voici comment, à une époque déjà ancienne, M. Biot a établi le calcul qui sert à résoudre ce problème.

Il paraissait résulter des recherches de Saussure, qu'à 15° Réaumur, c'est-à-dire à 18°,7 centigrade, la tension maxima de la vapeur est 6 lignes ou $0^{m},0135$, et l'on pensait de plus qu'en ces circonstances un pied cube d'air prend 10 grains de vapeur.

D'autre part, d'après les déterminations de Watt, on admettait qu'à 100° la vapeur d'eau, sous la pression $0^{m},76$, pèse 1600 fois moins que l'eau, c'est-à-dire $0^{k},0214$ par pied cube.

Or, si l'on multiplie 0,0214 par le rapport des pressions $\frac{13{,}53}{760}$, le quotient $0^{kil},00038$ sera le poids d'un pied cube de vapeur

à 100°, sous la pression 13,53. A la température de 18°,7, le poids de ce volume eût été plus grand et égal à

$$0,00038 \frac{1,367}{1 + 0,00367 \times 18,7}$$

ou 0gr,487, c'est-à-dire, en d'autres termes, à neuf grains et trois dixièmes de grain.

Ce résultat est peu différent de celui de Saussure, et on l'a regardé d'abord comme suffisant pour rendre au moins très-probable l'exactitude du principe que les expériences de M. Regnault vérifient avec tant d'exactitude.

Problème sur les vapeurs. — Nous terminerons ce chapitre en exposant la solution d'un problème qui a une certaine importance.

Un mélange de gaz et de vapeur occupe un volume V à la température t et sous la pression P.

On sait que dans le mélange la vapeur seule possède originairement une force élastique p, et l'on admet qu'il ne peut pas s'en former de nouvelle pendant l'expérience.

Ceci posé, on demande ce que deviendra la pression totale du mélange à la température t', lorsqu'on ramènera le volume à être égal à V'? f' est la tension maxima de la vapeur à cette même température t'.

Pour résoudre la question, il faut chercher d'abord si le mélange gazeux sera ou non saturé à la température t'.

Or, si l'on représente par δ le rapport entre la densité de la vapeur et celle de l'air, le poids primitivement renfermé dans le volume V, que nous supposons exprimé en litres, sera

$$V \times 1^{g},293.\ \delta.\ \frac{p}{0,76}\ \frac{1}{1+0,00367\,t} = q$$

Ce qui peut exister au maximum dans le volume V', à la température t', est

$$V' \times 1^{g},293\ \delta\ \frac{f'}{0,76}\ \frac{1}{1+0,00367\,t'} = q'$$

Si l'on a q égal à q' ou plus petit, ou en d'autres termes si l'on a

$$\frac{Vp}{V'f'}\ \frac{1+0,00367\,t'}{1+0,00367\,t} = \text{ou} < 1.$$

Il n'y a pas précipitation de vapeur pendant l'expérience.

Le mélange gazeux se comporte comme un gaz permanent, c'est-à-dire que son poids reste invariable. Si donc on représente par d le rapport de sa densité à celle de l'air, on déterminera la pression inconnue x en résolvant l'équation qui exprime l'invariabilité du poids, c'est-à-dire

$$V. 1^g,293\ d.\ \frac{P}{0,76}\ \frac{1}{1+0,00367\ t} = V'. 1^g,293\ d.\ \frac{x}{0,76}\ \frac{1}{1+0,00367\ t'}.$$

Au contraire, si l'on avait

$$\frac{Vp}{V'f'}\ \frac{1+0,00367\ t'}{1+0,00367\ t} > 1$$

pour trouver la pression finale x, on remarquerait que le gaz étant alors saturé, il ne supporte pour sa part que la pression $x - f'$; son volume étant toujours V' et sa température t', tandis que dans le premier cas, la pression du même gaz sec était $P - p$, le volume V, et la température t; et alors, on résoudrait la question en exprimant l'invariabilité du poids du gaz sec, à l'aide de l'équation :

$$V\ \frac{P-p}{0,76}\ \frac{1}{1+0,00367\ t} = V'\ \frac{x-f'}{0,76}\ \frac{1}{1+0,00367\ t'}.$$

CHAPITRE X.

ÉBULLITION. — ÉVAPORATION.

Ébullition. — Quand on chauffe suffisamment un liquide dans une atmosphère dont la pression est constante, il finit par entrer en ébullition ; et, à ce moment (voir page 284), il arrive d'ordinaire que la température des couches qui bouillent est précisément celle qui fait acquérir à leur vapeur une tension égale à la pression de l'atmosphère superposée.

Dalton, et plus récemment M. Regnault, ont donné des vérifications directes de cette proposition importante. Mais longtemps avant les travaux du physicien anglais, on avait reconnu l'influence que la pression exerce sur la température de l'ébullition des liquides.

Elle est en effet nettement établie par une de ces expériences curieuses qu'Otto de Guéricke et Boyle surent exécuter et discuter si habilement dans les années qui ont suivi la découverte de la machine pneumatique.

Ébullition dans le vide. — Lorsque après avoir placé sous le

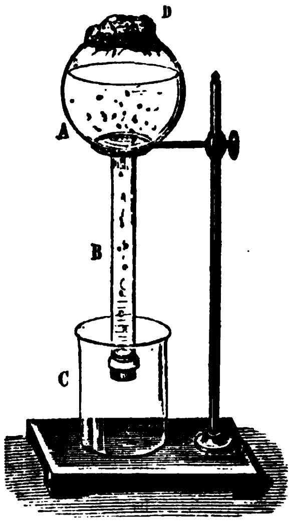


Fig 247.

récipient de cet appareil un vase plein d'eau, à la température ordinaire, on fait jouer les pistons, on voit cette eau entrer en pleine ébullition aussitôt que la pression se trouve abaissée au point d'être égale ou légèrement inférieure à la tension maxima qui correspond à la température du liquide.

On peut sans machine pneumatique arriver à un résultat semblable de la manière suivante :

Dans un ballon à long col A (fig· 247), on fait bouillir de l'eau pendant dix minutes environ. Lorsque tout l'air a été chassé par la vapeur, on bouche solidement l'orifice, on retire le ballon du feu et on le retourne. L'ébullition s'arrête, mais elle recommence aussitôt que l'on met de l'eau froide ou un petit fragment de glace sur la paroi supérieure. Tout cela s'explique aisément : l'ébullition s'était arrêtée au moment où la force élastique de la vapeur, accumulée en D, équilibrait la tension du liquide; mais dès que

la paroi supérieure se trouve refroidie, les couches de vapeur en contact avec elle se liquéfient; la pression de l'atmosphère superposée au liquide éprouve une diminution brusque et les

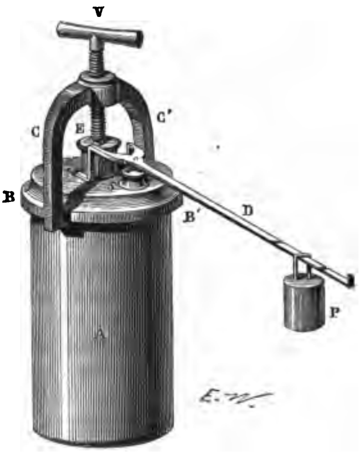


Fig. 248.



Fig. 249.

conditions qui rendent l'ébullition possible se trouvant de nouveau satisfaites, le phénomène se reproduit.

Marmite de Papin — La réciproque de ces propositions est vraie. Ainsi, dans une chaudière bien solide et complétement fermée, on peut chauffer de l'eau à une température quelconque sans obtenir d'ébullition, parce que la vapeur qui se forme sans cesse à la surface presse sur le liquide avec une force égale à l'élasticité des bulles qui tendent à se former dans la masse, et dès lors le développement de ces bulles n'est plus possible.

L'expérience se fait ordinairement avec l'appareil connu sous le nom de marmite de Papin (fig. 248), le couvercle est solidement pressé par la vis V sur l'ouverture de la marmite, et le poids P ferme la soupape *s* en agissant à l'extrémité du levier D.

Lorsque la vapeur accumulée dans cette petite chaudière par-

vient à lever la soupape, elle s'échappe avec une extrême violence, et bientôt on entend l'ébullition se produire à l'intérieur.

Ajoutons encore, d'après M. Cagniart-Latour, que si l'on chauffe fortement de l'eau, de l'éther, de l'alcool dans des tubes de verre très-résistants (fig. 219) dont la capacité intérieure ne dépasse pas le triple ou le quadruple du volume primitif des liquides employés, on voit ces derniers se transformer complétement en vapeur sans entrer en ébullition.

Les vapeurs ainsi développées sont évidemment très-denses; elles exercent d'énormes pressions contre les parois des tubes, qui souvent cèdent à leur effort. Pourtant M. Cagniart-Latour a pu constater qu'à 200° l'éther sulfurique se vaporise complétement dans un espace qui n'est pas le double de son volume initial. La tension de la vapeur est alors de 38 atmosphères.

Pour l'alcool, la réduction complète en vapeur s'opère à 259°, sous une pression de 119 atmosphères, dans un espace triple de celui que le liquide occupait primitivement.

D'après toutes les expériences que nous venons de rapporter, on conçoit comment les physiciens ont été conduits à admettre le principe formulé au commencement de ce chapitre. On peut ajouter d'ailleurs que le principe dont il s'agit serait nécessairement vrai, s'il n'y avait, pour s'opposer à l'ébullition, d'autres forces que la pression de l'atmosphère superposée au liquide. Dans ce cas, en effet, les bulles se formeraient dans les couches supérieures aussitôt que la température y atteindrait la limite pour laquelle la tension du liquide est égale à cette pression. Dans les couches inférieures, elles apparaîtraient à une température un peu plus élevée, puisque, pour subsister, elles devraient pouvoir supporter, outre la pression de l'atmosphère, celle d'une certaine hauteur de liquide.

Mais il est deux causes, souvent assez énergiques, et dont l'action vient troubler cette simplicité théorique. D'abord les liquides, surtout quand ils sont purs et privés d'air, possèdent une cohésion qui s'oppose avec quelque énergie à la séparation de leurs parties contiguës. Aussi dans le phénomène de l'ébullition, les bulles ne se développent pas indistinctement en tous les points de la masse, on les voit surtout apparaître contre les parois, ou à la surface des corps étrangers qui sont plongés dans le liquide. Ensuite la matière des vases elle-même exerce une attraction sur les couches liquides qui les touchent, et d'après la tendance qu'ont les bulles à prendre naissance contre les parois, on conçoit que cette attraction puisse devenir cause de nouveaux retards. C'est en effet ce qui a lieu dans un vase de verre, sous la pression

normale, l'ébullition de l'eau ne se manifeste qu'à 101°, et le retard s'élève jusqu'à 4°, lorsque le verre a primitivement été mouillé d'acide sulfurique.

Expériences de M. Donny. — Des expériences curieuses, dues à M. Donny, montrent jusqu'à quel point on peut, en se plaçant dans des conditions convenables, exagérer l'influence des causes de retard que nous venons de signaler.

Ce physicien introduit de l'eau dans un tube de verre B un peu

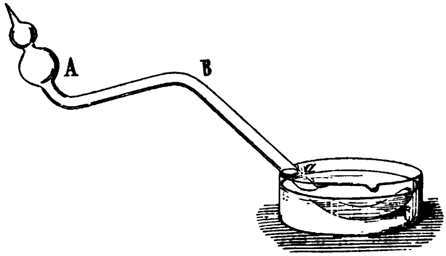


Fig. 250.

long, légèrement coudé, comme l'indique la figure 250, et terminé en A par deux boules. Par l'ébullition, il chasse exactement l'air de l'appareil, et ferme alors le tube effilé qui termine la boule supérieure. Après le refroidissement, la surface supérieure de l'eau ne supporte qu'une pression de quelques millimètres, et pourtant on peut chauffer l'extrémité oT jusqu'à 125°, dans un bain à température fixe, sans qu'aucune ébullition intérieure se produise. Le développement des bulles ne se manifeste que vers 130°, mais alors il apparaît avec une violence extrême, et le liquide projeté dans les boules brise ordinairement l'appareil. Au reste, longtemps avant que ces observations intéressantes n'aient été faites, les constructeurs d'instruments de physique savaient qu'il est souvent fort difficile de remettre en ébullition l'eau d'un marteau d'eau, quand une fois il a été bien purgé d'air. Souvent aussi ils avaient constaté que dans la fabrication des baromètres, lorsqu'on retourne un tube de 80 centimètres de long ou plus, bien exactement plein de mercure récemment bouilli, la colonne liquide reste suspendue dans toute sa longueur. Il faut, par une légère secousse, la détacher des parois auxquelles elle adhère avant qu'elle ne retombe à sa longueur normale. On voit sans peine que les deux effets dont il est ici question mettent isolé-

ment en évidence l'existence des causes qui agissent simultanément dans les expériences de M. Donny pour retarder l'ébullition de l'eau d'une façon aussi remarquable.

Nous n'insisterons pas davantage sur la discussion des cas exceptionnels dans lesquels le principe de la page 306 cesse d'être applicable.

Soubresauts. — Mais nous devons encore ajouter que souvent les causes perturbatrices dont nous avons signalé l'existence rendent très-pénible la distillation de certains liquides, l'acide sulfurique, l'éther, l'alcool chargé de matières grasses, etc. Au lieu de se produire d'une manière tranquille et continue, les bulles se développent par intermittence avec une violence extrême, et chaque fois que ce brusque développement de vapeur a lieu, la température du liquide subit un abaissement de plusieurs degrés; le calme s'étant rétabli, la température monte de nouveau jusqu'à ce qu'un autre soubresaut se manifeste. On régularise l'ébullition en mettant au fond du liquide un peu de mercure, un paquet de fils de platine, ou même des fragments de verre concassé. Mais il faut bien avoir soin de ne pas attendre, pour introduire ces corps, que le liquide soit chauffé à une température voisine de celle à laquelle les soubresauts ont lieu; car, alors, au moment de l'introduction, il pourrait se développer instantanément une énorme quantité de vapeur qui projetterait le liquide avec une sorte d'explosion.

Point d'ébullition. — L'ébullition régulière d'un liquide homogène est accompagnée d'une fixité absolue dans la température à laquelle elle se développe. Cette fixité n'existe plus lorsqu'on opère sur des mélanges de liquides inégalement volatils. Le point d'ébullition s'élève graduellement, et la composition du mélange change d'une manière continue, ainsi que celle du liquide qui passe à la distillation.

Enfin, si l'on fait bouillir une solution saline non saturée, il ne se volatilise que de l'eau pure, sauf les cas très-exceptionnels où le sel dissous est volatil lui-même. Ce cas particulier écarté, la solution se concentre, et quand elle est arrivée à saturation, elle bout d'une manière régulière, en laissant déposer continuellement le sel abandonné par le liquide réduit en vapeur.

Le tableau suivant donne les points d'ébullition d'un certain nombre de solutions salines saturées. Ces solutions peuvent être avantageusement employées pour former des bains à température fixe.

Tableau des points d'ébullition de quelques solutions salines saturées.

NOMS DES DISSOLUTIONS.	TEMPÉRATURES de l'ébullition.	PROPORTION de sel dissous dans 100 parties d'eau.
Chlorate de potasse	104° 2	61 5
Chlorure de barium	104 4	60 1
Carbonate de soude	104 6	48 5
Phosphate de soude	106 5	113 2
Chlorure de potassium	108 3	59 4
Chlorure de sodium	108 4	41 2
Chlorhydrate d'ammoniaque	114 2	88 9
Tartrate neutre de potasse	114 67	296 2
Nitrate de potasse	115 9	335 1
Chlorure de strontium	117 9	117 5
Nitrate de soude	121 0	224 8
Acétate de soude	124 37	209 0
Carbonate de potasse	135 0	205 0
Nitrate de chaux	151 0	362 2
Acétate de potasse	169 0	798 2
Chlorure de calcium	179 5	325 0
Nitrate d'ammoniaque	180 0	

§ 1. — ÉVAPORATION.

Lorsque la pression de l'atmosphère dans laquelle un liquide est exposé l'emporte sur la tension de celui-ci, toute ébullition devient impossible. Le changement d'état ne se fait plus alors que par la simple évaporation de la couche supérieure.

Quelles sont les circonstances qui accélèrent, quelles sont les circonstances qui retardent cette évaporation?

L'expérience journalière prouve qu'un linge mouillé se sèche plus aisément dans un courant d'air que dans un air stagnant; dans un air sec que dans un air humide. On sait de même que toutes choses égales d'ailleurs, l'eau chaude s'évapore plus vite que la froide. Enfin, à température égale, les liquides tels que l'éther, le sulfure de carbone, dont les vapeurs ont une grande tension, s'évaporent plus rapidement que les autres.

Expériences de Dalton. — Pour préciser ces notions vulgaires, Dalton fit quelques expériences, dans lesquelles il mesurait à la balance la perte de poids éprouvée dans l'air, en une minute de temps, par un vase renfermant successivement, soit deux liquides

différents (l'eau et l'alcool) à même température, soit un même liquide à des températures différentes, et de ses observations il crut pouvoir conclure que :

« Toutes choses égales, d'ailleurs, la quantité de vapeur qui se forme à la minute sur une surface donnée est proportionnelle à la différence qui existe entre la tension du liquide à la température de l'expérience et celle de la vapeur de ce même liquide qui existe dans l'air superposé. »

Il est bien entendu que l'on ne trouverait rien qui ressemblât à cette proportionnalité, si l'on comparait l'évaporation dans une atmosphère ayant une certaine pression et un certain degré d'agitation, à celle qui aurait lieu dans une autre atmosphère possédant une autre pression et un état de mouvement différent.

En général, la rapidité de l'évaporation s'accroît avec le degré de raréfaction de l'atmosphère dans laquelle elle se produit.

Caléfaction. — Pour compléter ces remarques sur la vaporisation, on doit décrire encore quelques phénomènes d'évaporation qui se produisent dans des conditions fort différentes de celles où l'on place d'ordinaire les liquides dont on veut étudier la transformation en vapeurs. Ces phénomènes sont actuellement connus sous le nom de phénomènes de caléfaction. Depuis une centaine d'années ils ont fourni à plusieurs physiciens le sujet d'observations intéressantes, et récemment surtout ils ont été étudiés avec soin et variés avec beaucoup d'habileté par M. Boutigny d'Évreux.

« Le célèbre Leidenfrost, dit Musschenbroek (*Traité de Phy-*
« *sique*, tome II), fit tomber une goutte d'eau pure et distillée
« dans une cuiller de fer qui avait été rougie au point d'étince-
« ler, elle se réunit en un seul globule qui, sans toucher à la sur-
« face du fer, conserva sa transparence et s'évapora en 34 ou 35
« secondes. Mais après que la cuiller fut convenablement refroi-
« die, une autre goutte, projetée dans son intérieur, s'attacha à sa
« surface, bouillit avec sifflement et disparut en 1 seconde. »

Ainsi un liquide volatil peut demeurer sans bouillir dans un vase porté à une température excessive, et y rester un temps assez considérable avant d'être complétement réduit en vapeur. Mais la condition pour que ces curieux phénomènes se produisent, c'est que le liquide ne touche pas les parois du vase. Ce défaut de contact, signalé par Leidenfrost, a été mis hors de doute par M. Boutigny.

Expériences de M. Boutigny. — Voici quelques-unes des expériences qu'il a faites à ce sujet :

« 1° On fait chauffer une capsule plane en argent, on y pro-

jette une ou deux gouttes d'eau : d'un côté de la capsule on place une bougie de manière que le milieu de la flamme soit au niveau de la capsule ; de l'autre, on cherche à voir la lumière de la bougie entre le sphéroïde et la capsule, et on la voit parfaitement, et sans aucune interruption.

« 2° On fait rougir une capsule d'argent, et l'on y projette quelques gouttes d'acide azotique ; cet acide roule sur la capsule sans l'attaquer aucunement.

« 3° Le cuivre rouge de feu n'est pas attaqué par l'acide azotique à l'état sphéroïdal, mais l'action chimique est des plus vives lorsque, par suite du refroidissement du métal, l'acide vient à le toucher.

« 4° On fait chauffer une capsule d'argent presque plane et l'on y verse une masse d'eau assez grande pour former un ellipsoïde très-allongé ; d'autre part, on a un cylindre en fer de 1 centimètre de diamètre, et chauffé à blanc ; on le plonge dans l'ellipsoïde. L'eau ne touche pas le fer, et forme un anneau tout autour.

« 5° Si l'on plonge dans l'eau une petite sphère de platine incandescente, l'eau se trouve repoussée de toutes parts ; il n'y a ni contact, ni volatilisation tumultueuse du liquide tant que la sphère n'est pas descendue à une température inférieure à 200°.

« 6° Si l'on verse de l'eau dans une capsule de platine percée de petits trous et rouge de feu, l'eau prend l'état sphéroïdal et ne passe pas à travers les trous. »

Ainsi, et quelle qu'en soit la cause, le liquide à l'état sphéroïdal ne touche pas les parois du vase qui le renferme. Son réchauffement, dès lors, est incomparablement moins rapide que s'il pouvait s'opérer par voie de conductibilité. L'évaporation active qui s'opère à sa surface le refroidit beaucoup, et finalement il n'atteint pas la température de son ébullition à l'air libre. M. Boutigny s'en est assuré par des expériences directes ; en plongeant en effet la boule d'un thermomètre fin et sensible dans différents liquides à l'état sphéroïdal, il a obtenu les résultats suivants :

Noms des liquides amenés à l'état sphéroïdal.	Température marquée par le thermomètre plongé dans ces liquides.
Eau	96° 5
Alcool absolu	75 5
Éther	34 25
Chlorure d'éthyle	10 5
Acide sulfureux	− 10, 5

Des nombreux phénomènes étudiés par M. Boutigny, celui que

l'on observe toujours avec le plus vif intérêt, est la congélation de l'eau dans un creuset incandescent : « Il suffit, pour l'obtenir, de plonger pendant une demi-minute environ la boule d'un petit matras contenant 1 gramme d'eau distillée dans de l'acide sulfureux à l'état sphéroïdal, puis on l'en retire, on le casse et l'on y trouve un fragment de glace. » Souvent on se contente de jeter quelques gouttes d'eau distillée sur l'acide sulfureux. En retournant le creuset, on en voit tomber des fragments d'un givre parfaitement blanc. C'est de l'hydrate d'acide sulfureux congelé.

Nous citerons encore une expérience sur laquelle, dans un but éminemment pratique, il est bon de fixer l'attention : — A l'aide d'une lampe, on fait chauffer presque au rouge le fond d'une petite chaudière et l'on y projette 2 grammes d'eau distillée au moyen d'une pipette ; on retire la lampe et l'on bouche fortement. Quelques instants après, un léger bruissement se fait entendre, c'est l'eau qui abandonne l'état sphéroïdal et touche la paroi, et aussitôt après une violente explosion lance avec force le bouchon de la chaudière.

Nous terminerons ce résumé des expériences de M. Boutigny en indiquant que d'après ses déterminations il suffit, pour faire passer l'eau à l'état sphéroïdal, de la chauffer à une température de 171°.

L'alcool absolu, l'éther ont affecté cet état ; le premier à 134° et la seconde à 61.

Ces températures sont bien éloignées de la chaleur rouge à laquelle on porte ordinairement les creusets à l'aide desquels on répète les expériences de caléfaction.

CHAPITRE XI

HYGROMÉTRIE

L'atmosphère renferme toujours une certaine quantité de vapeur aqueuse. Il suffit, pour s'en convaincre, d'exposer à l'air libre un corps très-froid et dont la surface soit suffisamment polie. Bientôt on voit l'humidité se déposer en fines gouttelettes ou même à l'état de givre sur les parois refroidies, et l'éclat de celles-ci se ternir aussitôt.

Un vase métallique plein de glace ou d'un mélange réfrigérant peut être avantageusement employé pour faire cette expérience.

On peut encore, pour prouver l'existence de la vapeur atmosphérique, abandonner quelque temps à eux-mêmes, dans une capsule découverte, de l'acide sulfurique, de la potasse caustique ou toute autre substance avide d'eau; ces corps ont bientôt éprouvé une augmentation de poids considérable, due à l'absorption de l'humidité de l'air.

L'atmosphère renferme donc toujours de la vapeur d'eau; mais elle n'en est pas toujours chargée au même degré; elle nous semble très-humide lorsqu'elle est à peu près saturée; elle cède alors facilement une partie de l'eau qu'elle contient aux corps qui en sont avides, et n'en prend que difficilement aux corps mouillés; enfin un faible refroidissement détermine une précipitation évidente de vapeur condensée. Au contraire, nous jugeons que la sécheresse est grande, lorsque l'air, très-éloigné du point de saturation, dissout avec avidité une nouvelle portion de vapeur, ou ne cède qu'avec beaucoup de difficulté celle qu'il renferme déjà.

De ces remarques on conclut que le degré apparent d'humidité de l'air ne dépend pas seulement du poids de la vapeur qui se trouve dissoute dans un volume déterminé, un mètre cube par exemple. Il dépend aussi de la température. En effet, les variations de ce dernier élément apportant des changements considérables à la quantité d'eau qui peut se vaporiser dans un espace donné, on conçoit que le poids de vapeur qui, à zéro, rendrait très-humide un certain volume d'air, le laisserait au contraire très-sec à une température de 30°.

On appelle état hygrométrique d'un certain volume d'air, le rapport qui existe entre le poids de la vapeur aqueuse qu'il contient et celui qu'il contiendrait s'il était saturé à même température.

L'état hygrométrique représente donc bien le degré d'humidité de l'air, ou plutôt ces deux locutions expriment une seule et même chose, et comme les incessantes variations de l'état hygrométrique de l'air exercent une grande influence sur une foule de phénomènes, on a cherché des procédés qui permissent, soit d'en apprécier approximativement la grandeur, soit d'en mesurer exactement la valeur.

§ 1er. — HYGROMÈTRES.

Hygromètre de Sanctorius. — Le plus ancien hygromètre paraît être celui de Sanctorius, dont on trouve la description

dans les écrits du père Mersenne, ***Harmoniorum***, lib. III, prop. 10.

On savait depuis longtemps qu'une corde se raccourcit lorsqu'on la mouille, et s'allonge, au contraire, lorsqu'elle devient plus sèche.

Pour mettre à profit cette propriété, Sanctorius fixait, à l'aide de deux attaches, une corde de chanvre dans une position à peu près horizontale, et au milieu il suspendait un poids. Ce poids montait ou descendait lorsque la corde devenait plus ou moins humide, et indiquait ainsi les variations du degré d'humidité de l'air.

Hygromètre de Saussure. — Un grand nombre de substances organiques peuvent éprouver ainsi des changements de dimensions en absorbant l'humidité de l'air en proportions qui varient avec l'état hygrométrique de ce fluide; mais aucune ne se prête aussi bien que les cheveux à la construction des hygromètres d'absorption. Ce fut Horace-Benedict de Saussure, professeur de philosophie à Genève, qui imagina de les employer à cet usage en 1775.

Seulement, pour obtenir les meilleurs résultats possibles, il faut apporter au choix, à la préparation du cheveu, et enfin à toute la construction de l'instrument, des précautions toutes spéciales, dont l'expérience a fait connaître l'importance au célèbre naturaliste que nous venons de nommer.

« Les cheveux destinés à faire les hygromètres doivent être fins, doux, non crépés, coupés sur une tête saine et vivante. Il est inutile qu'ils aient plus d'un pied de longueur. Comme ils sont naturellement recouverts d'une espèce d'onctuosité qui les préserve, jusqu'à un certain point, de l'action de l'humidité, on les lessive en les maintenant pendant vingt-cinq ou trente minutes dans de l'eau renfermant $\frac{1}{100}$ de son poids de carbonate de soude cristallisé; puis on les lave à l'eau et on les fait sécher. »

Ainsi préparé, le cheveu se dilate d'environ 0,0245 de sa longueur totale en passant de la sécheresse extrême à l'humidité extrême.

Pour rendre facilement observable cette dilatation, et surtout les dilatations plus faibles qui résultent de l'action d'un air non saturé, on fixe l'extrémité supérieure du cheveu F (fig. 251 et 252) dans une pince *a* qu'une vis de pression assujettit vers le haut de l'un des côtés d'un cadre de laiton.

La seconde extrémité E du cheveu s'enroule sur une des gorges d'une double poulie D d'environ $0^m,004$ de rayon, et elle s'y trouve solidement assujettie.

Dans la seconde gorge passe un fil de soie, à l'extrémité duquel

pend un poids *d* de 0g,180, destiné à tendre le cheveu. Grâce à cette disposition, aux moindres changements que l'humidité apporte à la longueur de ce dernier, la poulie se trouve forcée de se mouvoir dans un sens ou dans l'autre.

Enfin, on rend ces mouvements très-facilement observables à

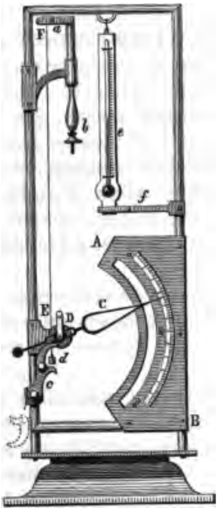


Fig. 251.

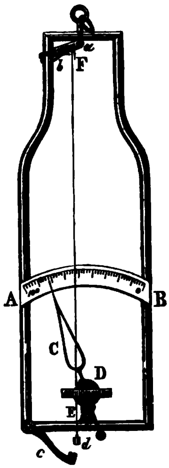


Fig. 252.

l'aide d'une aiguille longue et légère C fixée sur la poulie, et ayant son centre de gravité sur l'axe de rotation.

L'extrémité de l'aiguille parcourt un arc de cercle A fixé à la traverse inférieure du cadre.

La pièce *c* des figures 250 et 251 est une sorte de fourchette mobile, et susceptible d'être fixée par une vis de pression. Quand l'instrument n'est pas en observation, on relève cette fourchette, le poids *d* se trouve alors soutenu, et le cheveu n'éprouve plus aucune fatigue. Le jeu de cette petite pièce se voit très-aisément sur la figure 252.

L'hygromètre ainsi disposé, on détermine les points fixes de son échelle, c'est-à-dire on cherche quelles indications il donne: 1° dans un air parfaitement humide; 2° dans un air amené à l'état de sécheresse extrême.

Pour obtenir le terme de l'humidité extrême, on suspend l'ap-

pareil sous une grande cloche de verre dont on mouille exactement les parois, et que l'on fait en outre reposer sur une assiette couverte d'eau. Si le cheveu n'a pas été altéré pendant sa préparation, lorsqu'il a séjourné deux heures environ dans le récipient parfaitement humide dont nous venons de donner la description, il cesse de s'allonger, et l'on marque alors le degré du cadran où l'aiguille s'arrête.

On détermine le second point fixe à l'aide du même appareil; seulement on humecte les parois de la cloche avec de l'acide sulfurique concentré, et l'on met dans l'assiette inférieure soit une couche de ce liquide, soit de la pierre ponce, que l'on en a primitivement imbibée. Le cheveu met un temps assez long à atteindre la limite extrême de son raccourcissement, et quelquefois même il s'altère pendant l'opération, refuse de se fixer, et ne revient plus, dans l'humidité extrême, au point auquel il s'était arrêté d'abord. Quand cet accident se présente, il faut nécessairement le changer.

On compte ordinairement zéro au point de sécheresse absolue; 100° à celui de l'extrême humidité. L'arc compris entre ces points fixes est divisé en 100 parties égales, qui forment les degrés de l'hygromètre.

Après s'être arrêté à ces règles pour la construction et la graduation des hygromètres, H.-B. de Saussure s'occupa de rechercher si les différences de température qui exercent une si grande influence sur la quantité absolue de vapeur qui se dissout dans l'air, influent d'une manière appréciable sur la position des points fixes. Il a reconnu que le centième degré ne se déplace pas d'une façon notable quand on réchauffe le récipient où l'on détermine ce point fixe, ni même quand on y injecte de la vapeur d'eau bouillante. Il s'est également assuré que quand le cheveu est bien sec, on peut le faire passer de + 15 à — 12°, sans que le zéro éprouve de variation supérieure à $\frac{1}{2}$ degré. Ces résultats tiennent à ce que la dilatation que la chaleur seule fait éprouver au cheveu est très-petite, par rapport à celle qu'il prend lorsqu'il se sature d'humidité.

Enfin il voulut savoir si ses hygromètres étaient réellement comparables, il suivit donc pendant plusieurs années la marche de quatre instruments de cette espèce, et ne trouva pas dans leurs indications simultanées de différences supérieures à 4 degrés.

Restait à connaître les quantités d'eau dissoutes aux différentes températures atmosphériques dans un volume donné d'air où l'hygromètre marquait un degré déterminé.

Pour résoudre cette question fondamentale, le savant Genevois

suspendait l'hygromètre dans un grand ballon plein d'air bien desséché, puis il introduisait un linge mouillé exactement pesé et suspendu à l'extrémité d'un fil de laiton; après l'y avoir laissé séjourner pendant un temps suffisant, une heure environ, il le sortait; et, par une seconde pesée, il déterminait la perte de poids qu'il avait éprouvée. Cette perte représentait la quantité de vapeur développée dans le ballon.

Tables de M. Gay-Lussac. — Les résultats obtenus dans ces premiers essais sont en général fort éloignés de la vérité, et l'on ne possède de données exactes sur la signification des degrés de l'hygromètre que depuis un travail publié par M. Gay-Lussac, trente ans environ après les recherches de Saussure, et dans lequel se trouvent déterminés directement les états hygrométriques de l'air qui correspondent aux divers degrés de l'hygromètre à cheveu.

Le procédé que le savant Français employait est fort simple : il repose sur ce principe, qu'à température égale, des solutions de sels ou d'acides avides d'eau, ont des tensions d'autant plus faibles que la proportion des matières dissoutes est plus considérable.

Pour faire l'application de ce principe à la solution de la question qui nous occupe, M. Gay-Lussac suspendait l'hygromètre qu'il voulait graduer dans un récipient fermé, de forme convenable, et au fond duquel il avait introduit une suffisante quantité d'une solution saline ou acide. Au bout d'un certain temps, l'aiguille se fixait en une position intermédiaire entre zéro et 100°, et d'autant plus voisine de ce second point fixe que la solution employée était plus riche en sel. D'autre part, il mesurait la tension de la vapeur développée dans le vase en déterminant directement, à la température de l'expérience, la dépression qu'éprouvait un baromètre ordinaire quand on y introduisait au-dessus du mercure un peu du liquide employé.

Cette tension une fois connue, il suffisait de la diviser par la tension maxima de l'eau pure, relative à la température de l'opération, pour avoir l'état hygrométrique cherché.

En opérant ainsi avec neuf solutions différentes, et à la température de 11°, M. Gay-Lussac a obtenu les éléments nécessaires à la construction de la table suivante.

Tableau des états hygrométriques de l'air qui correspondent, d'après Gay-Lussac, aux différents degrés de l'hygromètre.

Degrés de l'hygromètre.	États hygrométriques.
0	0,0
22	0,1
29	0,2
53	0,3
64	0,0
72	0,5
79	0,6
85	0,7
90	0,8
95	0,9
100	1,00

Comme nous l'avons indiqué, cette table a été obtenue par des expériences faites à la température de 11°. Mais comme différents physiciens se sont assurés qu'on peut l'employer avec sécurité aux températures atmosphériques habituelles, on y a le plus ordinairement recours pour évaluer les états hygrométriques qui correspondent aux degrés observés sur l'hygromètre à cheveu.

Expériences de M. Regnault. — Quelque confiance que l'on doive accorder aux mesures de M. Gay-Lussac, on ne peut pas évidemment obtenir une bien grande précision en appliquant indistinctement à tous les hygromètres la table précédente ; et la raison, c'est que les différences de 3 à 4° qui existent souvent entre les degrés marqués par deux appareils différents placés dans les mêmes circonstances, peuvent se traduire par une différence notable dans la valeur de l'état hygrométrique à déterminer.

Pour faire disparaître cette difficulté, et en même temps celles qu'entraîne la détermination du zéro, M. Regnault pense qu'il faut dresser une table particulière pour chaque instrument : on détermine toujours le 100°, mais on ne cherche pas le zéro, parce que jamais on n'a occasion de l'observer. A cette détermination peu utile et quelquefois incertaine, on substitue celle du degré que marque l'hygromètre exposé successivement à la vapeur de quelques solutions d'acide sulfurique différemment concentrées ; et enfin, pour épargner aux observateurs l'ennui des manipulations, toujours délicates, qu'exige la détermination d'une tension de vapeur, M. Regnault a fait connaître la force élastique de celles que donnent, à différentes températures, les solutions dont il se sert pour la graduation de ses appareils. Nous transcrivons dans le tableau suivant quelques-uns des résultats publiés au tome 15 des *Annales de physique et chimie*, 3[e] série.

TABLEAU COMPARATIF DES TENSIONS DE VAPEUR

Données par l'eau pure et par des mélanges d'acide sulfurique et d'eau à différentes températures.

TEMPÉRATURES.	TENSIONS.								
	Eau pure.	$SO^3 + 2HO$	$SO^3 + 3HO$	$SO^3 + 4HO$	$SO^3 + 6HO$	$SO^3 + 8HO$	$SO^3 + 10HO$	$SO^3 + 12HO$	$SO^3 + 18HO$
5	6 534	0 105	0 388	0 861	2 137	3 168	4 120	4 428	5 478
10	9 165	0 115	0 501	1 200	3 029	4 466	5 777	6 420	7 712
15	12 699	0 131	0 651	1 648	4 215	6 194	7 958	8 995	10 641
20	17 391	0 154	0 853	2 241	5 792	8 494	10 831	12 317	14 482
25	23 550	0 184	1 125	3 024	7 892	11 557	14 618	16 610	19 516
30	31 548	0 225	1 490	4 061	10 684	15 635	19 594	22 154	26 117
35	41 827	0 280	1 981	5 432	14 400	21 063	26 152	29 314	34 770

Méthode chimique. — On peut encore déterminer l'état hygrométrique de l'atmosphère en recueillant d'une façon quelconque toute la vapeur qui se trouve dans un volume d'air déterminé, et comparant le poids ainsi obtenu à celui qui répondrait à la saturation parfaite.

Pour réaliser commodément cette idée très-simple, on fait usage d'un appareil aspirateur tout semblable à celui qui a été décrit page 300; seulement on supprime les pièces qui, dans les expériences auxquelles nous renvoyons, étaient destinées à saturer l'air d'humidité.

Ce procédé chimique se rapproche, à quelques égards, de celui que les académiciens de Florence employaient, vers 1670, dans leurs études météorologiques. Seulement, dans ces anciennes expériences, ce n'était pas à l'affinité chimique des sels ou des acides que l'on avait recours pour absorber l'eau atmosphérique.

Dans un vase conique creux on entretenait constamment de la glace, qui en refroidissait les parois à zéro. L'humidité atmosphérique se condensait incessamment contre les parois refroidies, et coulait à l'état d'eau dans un vase disposé pour la recevoir. L'accroissement de poids qui en résultait, en un temps déterminé, servait à apprécier le degré d'humidité de l'air.

Nous ne discuterons pas la valeur de ces déterminations. Elles étaient évidemment très-défectueuses; mais, au point de vue historique, elles ne doivent pas être passées sous silence.

§ 2. — HYGROMÈTRES DE CONDENSATION.

Expériences de Leroy. — Quelques années avant l'époque où H.-B. de Saussure fit connaître la construction et l'usage de l'hygromètre à cheveu, le docteur Leroy, de Montpellier, avait imaginé de déterminer l'état hygrométrique de l'air en observant le degré auquel il faut refroidir les couches atmosphériques sur lesquelles on opère, pour que la vapeur qu'elles renferment les puissent saturer; et pour réaliser cette idée, il lui suffisait de refroidir graduellement de l'eau contenue dans un vase à parois bien nettes et brillantes, jusqu'à ce qu'un voile de rosée se déposât sur ces dernières. En ces circonstances, la mince couche d'air qui participe au refroidissement du vase se contracte sans perte de force élastique, et il en est de même de la vapeur qu'elle renferme.

Or, si la tension de cette dernière reste constante pendant toute la durée de l'expérience, elle est nécessairement égale à la tension maxima qui correspond à la température du dépôt de rosée. Lors donc que l'on a déterminé cette température, on connaît

immédiatement la force élastique de la vapeur atmosphérique en consultant les tables de la page 287. Enfin la valeur de l'état hygrométrique s'obtiendra en divisant la tension trouvée, comme nous venons de l'expliquer, par la force élastique maximum de la vapeur aqueuse qui répond à la température de l'expérience.

Lorsqu'on veut répéter les expériences de Leroy sous la forme même qu'il leur a donnée, il est bon de prendre un vase d'argent à parois très-minces, de refroidir l'eau intérieure en y ajoutant par petites portions de l'eau à zéro, et d'employer, pour estimer la température, un thermomètre très-sensible.

Enfin, au lieu de se borner à estimer le degré auquel le dépôt de rosée commence à se faire, il faut déterminer aussi celui auquel il disparaît, et prendre la moyenne des deux résultats pour la température exacte du point de rosée.

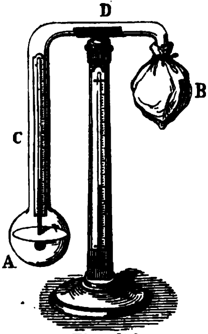


Fig. 253.

Hygromètre de Daniell. — L'hygromètre de Daniell est un appareil à l'aide duquel on peut appliquer commodément la méthode hygrométrique précédente.

Il consiste essentiellement en un tube de verre d'environ 0,008 de diamètre intérieur, recourbé deux fois à angle droit, et terminé par deux boules plus grosses A et B (fig. 258). La boule A est de verre bleu bien brillant; elle est remplie à moitié par de l'éther dans lequel plonge la boule d'un fin thermomètre, que l'on y a assujetti avant de faire la soudure qui réunit les branches C et D. Quant à la manière d'introduire l'éther, elle est fort simple : lorsque l'extrémité de la petite pointe de B est encore ouverte, on la plonge dans un verre plein de ce liquide, puis on chauffe un peu A, de manière à expulser une partie de l'air intérieur; lorsqu'on abaisse ensuite la température, de l'éther rentre en B, et on le fait arriver en A en inclinant convenablement le tube.

On met alors le liquide en ébullition, et quand l'air est chassé on ferme la pointe; puis on assujettit l'appareil sur un support, et, pour déterminer un état hygrométrique on opère de la manière suivante :

On verse quelques gouttes d'éther sur une gaze fine dont on a enveloppé la boule B. Cet éther se vaporise rapidement, et les parois de B se refroidissent; de là, condensation de la vapeur d'éther renfermée dans cette boule et volatilisation partielle du

liquide contenu en A. La surface extérieure de ce second récipient se refroidit donc à son tour ; bientôt la rosée s'y dépose. On lit aussitôt la température du thermomètre et l'on cesse de verser de l'éther en B. On fait une seconde lecture au moment où la petite couche de vapeur condensée en A se dissipe, et la moyenne des deux lectures donne exactement le point de rosée, ainsi que nous l'avons expliqué plus haut.

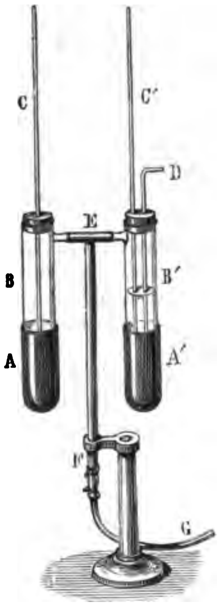


Fig. 254.

Quant à la température de l'air, elle est indiquée par le thermomètre fixé au pied de l'instrument.

Hygromètre de M. Regnault. — M. Regnault s'est arrêté, dans la construction des hygromètres de condensation, à une disposition toute différente de celle qu'avait adoptée Daniell. Les nouveaux hygromètres que nous allons décrire permettent de déterminer avec une grande exactitude la température du point de rosée.

Sur un tube de verre B'A' fig. 254 d'environ $0^{m},12$ de haut et 0,020 de diamètre, on fixe vers la partie moyenne, et par les procédés ordinaires de la dorure, un anneau d'or très-mince et bien brillant ; de l'éther est versé dans le tube jusqu'à la hauteur du sommet de l'anneau, et dans cet éther plongent : 1° le réservoir d'un thermomètre C' ; 2° un tube qui, d'une part, s'ouvre au fond de la couche d'éther, et qui, d'autre part, traversant le bouchon, se recourbe et peut être fixé en D dans une embouchure à robinet. Le conduit EFG, qui s'ouvre à la partie supérieure du tube A'B', se prolonge extérieurement à une distance convenable.

Lorsque l'on souffle par l'orifice D, on détermine la volatilisation de l'éther, la température de l'anneau d'or s'abaisse, et le dépôt de rosée se manifeste. Si alors on cesse l'insufflation, l'appareil se réchauffe, et la rosée disparaît. Le thermomètre C' indique les températures auxquelles ces deux effets se produisent.

Le second tube AB, tout semblable au premier mais ne renfermant pas d'éther, contient un thermomètre C qui donne à chaque instant la température de l'air. Ce tube sert aussi à juger par *contraste* du moment ou la rosée se dépose en A'.

Voici maintenant en quoi consistent les avantages que présente cette manière d'opérer :

En graduant convenablement le souffle, soit directement, soit en ouvrant plus ou moins le robinet de l'embouchure, on peut singulièrement rapprocher le point où la rosée se dépose de celui auquel elle disparaît. Avec de l'habitude, on arrive souvent à n'avoir plus qu'un intervalle de $\frac{1}{10}$ de degré entre ces deux limites.

Et enfin le tube G conduisant la vapeur d'éther à une distance assez considérable, on n'altère pas la constitution de la couche atmosphérique dans l'endroit même où l'on veut déterminer son état hygrométrique.

Psychromètre. — Pour achever l'exposition des méthodes à l'aide desquelles on détermine ordinairement la proportion de vapeur contenue dans l'air, il nous reste à dire quelques mots d'un procédé psychrométrique imaginé par Gay-Lussac et perfectionné successivement par M. August de Berlin, et par M. Regnault.

Si l'on expose à l'air un thermomètre mouillé, l'évaporation de la couche d'eau qui le couvre lui enlève nécessairement de la chaleur, et par suite détermine un abaissement dans sa température. Mais l'abaissement ne s'accroît pas indéfiniment; car, aussitôt que le thermomètre est plus froid que l'enceinte où il se trouve, il tend à se réchauffer sous la double influence du contact du gaz qui l'enveloppe et du rayonnement des corps voisins. Or, cette action échauffante est d'autant plus énergique que l'abaissement de température du thermomètre est plus considérable; au contraire, l'évaporation est d'autant moins rapide que la surface où elle s'opère est plus froide; par suite, il arrive bientôt un moment où la compensation s'établit entre les pertes et les gains de chaleur qui ont lieu à chaque instant, et le thermomètre devient stationnaire. Soit alors t' sa température et t celle de l'enceinte. La chaleur gagnée à chaque instant est proportionnelle à $t - t'$, et de plus elle doit croître avec la pression H de l'air ambiant. Il n'y a donc pas d'absurdité à supposer qu'elle peut s'exprimer par une expression telle que $BH(t - t')$, B étant une constante. Pour estimer de même la chaleur perdue, on remarquera, d'une part, que la rapidité de l'évaporation est, d'après Dalton, proportionnelle à la différence qui existe entre la tension maxima f' du liquide à la température t' et la tension x de la vapeur actuellement existant dans l'air; d'autre part, à vitesse d'évaporation égale, la chaleur absorbée dans le même temps est nécessairement d'autant plus grande que la chaleur latente λ de la vapeur est plus forte. En

deux mots, la perte pourra se représenter par B′ $(f' - x)\lambda$. Ainsi on se trouve finalement conduit à chercher si la dépendance qui existe entre les quantités t, t', x, f, λ, H, ne peut pas se représenter par quelque équation de la forme

$$(f' - x)\lambda = AH(t - t'),$$

A étant une constante numérique, et λ pouvant être remplacé par le nombre $610 - t'$, qui reproduit approximativement la chaleur latente de la vapeur aux températures basses, telles que t'. Et, en effet, M. Regnault s'est assuré que si, dans cette formule, on remplace A par le nombre 0,47, $t - t'$ par l'abaissement de température qu'éprouve le thermomètre mouillé, et f' par la valeur de la tension relative à la température t', les valeurs de x tirées de l'équation précédente coïncident avec celles que l'on trouverait en cherchant par les autres procédés hygrométriques la force élastique de la vapeur contenue dans l'air où l'on a observé l'abaissement de température $t - t'$.

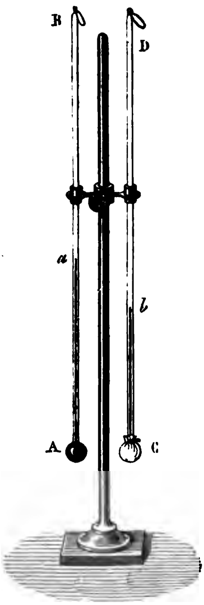


Fig. 255.

La valeur de la constante A dépend du degré d'agitation de l'air; mais, dans les conditions ordinaires, elle ne subit que des variations assez faibles pour qu'on les puisse négliger. L'expérience le prouve: et, l'on conçoit en effet que si, dans un air plus agité, l'évaporation est plus active, l'influence réchauffante du contact est elle-même plus considérable. Quant au psychromètre lui-même, il consiste le plus ordinairement en deux thermomètres voisins fixés dans un même support: l'un B (fig. 255) donne la température de l'air, l'autre D a le réservoir enveloppé d'un linge fin, sur lequel on fait arriver quelques gouttes d'eau, dont l'évaporation produit le froid que l'on mesure. Il n'est pas besoin d'ajouter que l'eau employée est à la température ambiante.

Nous n'insisterons pas davantage sur les procédés à l'aide desquels on estime le degré d'humidité de l'air. Mais comme conclusion générale de ce chapitre nous donnerons l'expression

du poids que possède un litre d'air à température t et à pression H, lorsque l'état hygrométrique est α.

Soit f la tension maxima de la vapeur pour la température t. Le poids qu'il s'agit d'évaluer s'obtient en ajoutant au poids d'un litre d'air sec, soumis à la pression $H - \alpha f$, celui d'un litre de vapeur à la pression αf. Il est donc

$$1{,}293\ \frac{H - \alpha f}{0{,}76}\ \frac{1}{1 + 0{,}00367\,t}$$

$$+ \frac{5}{8} \times 1{,}293\ \frac{\alpha f}{0{,}76}\ \frac{1}{1 + 0{,}00367\,t},$$

ou plus simplement :

$$\frac{1{,}293.}{1 + 0{,}00367\,t}\ \frac{H - \frac{3}{8}\alpha f}{0{,}76}.$$

CHAPITRE XII

CALORIMÉTRIE. — CHALEURS SPÉCIFIQUES.

§ 1. — PRINCIPES GÉNÉRAUX.

Un corps chaud peut, au contact, en échauffer un autre plus froid; mais il ne le fait qu'en se refroidissant lui-même. On dit alors que la chaleur du premier passe partiellement dans le second. Ainsi, que dans un poids P d'eau, prise à la température t de l'enceinte où l'on opère, on introduise un poids P′ d'eau, de mercure, de fer, etc., à un degré supérieur t', au bout d'un temps très-court le mélange atteint une certaine température maximum θ, et immédiatement il commence à se refroidir d'une manière régulière. En ces circonstances, il est généralement vrai d'admettre qu'au moment du maximum, le corps et l'eau sont à même température θ, et que par suite toute la chaleur perdue par le corps chaud, en se refroidissant de t'° à θ°, a été employée à chauffer l'eau de t° à θ°.

On pourrait de même employer à chauffer un poids d'eau parfaitement connu, toute la chaleur que l'on obtient en brûlant une quantité déterminée d'un combustible quelconque, dans une sorte de petit fourneau métallique complétement plongé dans le liquide à échauffer.

En un mot, quelles que soient les causes calorifiques que l'on considère, on conçoit, d'après ce qui précède, qu'il est toujours facile d'employer leur action tout entière à produire un échauffement aisément mesurable, dans un poids d'eau parfaitement connu.

Telles sont les idées très-simples qui ont servi de base à la théorie calorimétrique que Black a établie vers 1760.

Toutefois, pour bien faire comprendre comment la méthode du savant professeur d'Édimbourg peut conduire, dans tous les cas possibles, à la comparaison rigoureuse des quantités de chaleur, il faut, à ce qui précède, ajouter deux remarques :

La première, évidente par elle-même, consiste en ce que, pour chauffer d'un même nombre de degrés deux poids différents d'un même corps, il faut des quantités de chaleur proportionnelles à ces poids.

Quant à la seconde, on peut l'énoncer en disant que pour élever un poids d'eau déterminé, d'un nombre de degrés qui n'est pas très-considérable, il faut lui donner une quantité de chaleur proportionnelle à l'élévation de température que l'on veut obtenir.

Lorsqu'on cherche à établir expérimentalement cette seconde vérité, on peut, ainsi que faisait Black, verser l'un dans l'autre, deux poids d'eau égaux et pris à des températures notablement différentes, 10° et 40°, par exemple. On trouve alors que la température du mélange est égale à la moyenne des températures des deux poids d'eau mélangés. Ainsi, dans notre exemple, la température finale serait 25°, en telle sorte que la chaleur perdue par l'eau chaude en se refroidissant de 40° à 25, a échauffé de 10° à 25° un poids égal d'eau froide, ce qui démontre la proposition de Black.

Unité de chaleur. — La quantité de chaleur nécessaire pour élever de 1° la température de 1^k d'eau est donc constante entre les limites ordinaires des expériences. On l'a prise pour unité calorimétrique. D'après cette définition, on voit que, lorsqu'un poids d'eau M s'élève de t^o, il reçoit une quantité de chaleur égale à Mt, et par suite on conçoit que pour estimer numériquement une quantité de chaleur, il suffit d'observer le nombre de degrés dont elle peut échauffer un poids d'eau connu.

Ajoutons, toutefois, que l'on réussirait mal l'expérience fondamentale que nous venons de décrire, si l'on ne prenait soin de

supporter le vase dans lequel on opère sur un corps conduisant mal la chaleur, un morceau de laine ou quelques morceaux de bois ou de bouchon. Il faut, de plus, que ce vase soit aussi mince que possible, afin que la variation de température qu'il éprouve lui-même n'influe que faiblement sur le partage de chaleur que l'on veut spécialement étudier.

Ce qui suit montrera comment les principes précédents s'appliquent à la solution des différentes questions calorimétriques qui peuvent se présenter.

§ 2. — CHALEURS SPÉCIFIQUES.

Black et Irwine de Glascow paraissent avoir reconnu, les premiers, que quand on mélange deux corps différents, de même poids, mais inégalement échauffés, la température du mélange n'est plus la moyenne de leurs températures primitives. Il en résultait que, sous même poids, des corps différents prennent des quantités de chaleurs différentes pour s'élever d'un même nombre de degrés; par suite il était naturel de comparer ces quantités et de chercher à les estimer numériquement en fonction d'une même unité calorimétrique. Black, Irwine, Crawford en Angleterre, Wilke en Suède, s'occupèrent simultanément de la question, et ce dernier paraît avoir introduit dans la science le mot chaleur spécifique, par lequel on désigne d'ordinaire la quantité de chaleur nécessaire pour élever d'un degré la température de l'unité de poids des corps.

Cette définition semblerait indiquer que la chaleur nécessaire pour chauffer de 1 degré l'unité de poids d'un corps quelconque, est indépendante de la température à laquelle il se trouve. Pour ne rien préjuger sur la question, nous dirons que la chaleur spécifique d'un corps à t est la quantité de chaleur nécessaire pour en chauffer un poids égal à 1^k, de $t°$ à $t + 1$. Et la chaleur spécifique moyenne entre $t°$ et $t'°$ sera le quotient que l'on obtient en divisant par $t' - t$ la quantité de chaleur nécessaire pour chauffer de t à t' l'unité de poids de ce corps.

D'après ces définitions, et d'après les principes généraux précédemment posés, on conçoit que pour déterminer par la méthode des mélanges la chaleur spécifique moyenne d'un corps entre des limites de température assignables, il faudrait chauffer un poids P de ce corps à une température connue t, le plonger dans un poids M d'eau à une température t', inférieure à t, et observer la température maximum θ du mélange. Si, au moment

où cette température est atteinte, on pouvait admettre que l'eau seule a reçu la chaleur abandonnée par le corps, on devrait prendre le produit $M(\theta - t)$ pour l'expression de cette chaleur; et, en le divisant par le poids P et par l'abaissement $t' - \theta$ de température que le corps a subi, on obtiendrait pour résultat final un quotient $\frac{M(\theta - t)}{P(t' - \theta)}$ qui serait précisément égal à la chaleur spécifique moyenne du corps entre t' et θ degrés.

Corrections. —En réalité, plusieurs causes s'opposent à ce que l'eau gagne la totalité de la chaleur perdue par le corps. D'abord, une partie de cette chaleur échauffe le vase dans lequel on fait le mélange, et le thermomètre qui sert à estimer la température finale θ; puis il y a toujours des pertes ou gains provenant des échanges qui s'opèrent avec l'extérieur. Si, en effet, le calorimètre est plus froid que l'enceinte dans laquelle il se trouve ou que les supports sur lesquels il repose, il en reçoit nécessairement un peu de chaleur pendant l'opération; il leur en cèderait dans le cas contraire.

Mais en se plaçant dans de bonnes conditions, on peut rendre très-faible l'influence de ces causes perturbatrices; et enfin il n'est pas difficile de calculer la grandeur des corrections qu'elles rendent nécessaires.

Pertes par les supports. — Pour annuler la perte par les supports, on soutient le vase au mélange sur trois petites pointes de bois ou sur deux fils croisés. En un mot, on réduit autant que possible le nombre des points de contact, et l'on choisit pour faire le support une substance conduisant mal la chaleur.

Pertes dues au rayonnement et au contact de l'air. — Quant à l'effet produit par les échanges qui se font entre le calorimètre et l'enceinte, on cherche aussi à le rendre à peu près négligeable. Pour y arriver, on s'arrange de manière à ce que, pendant une partie de l'expérience, le vase au mélange perde de sa chaleur et en gagne ensuite une quantité à peu près égale pendant le reste de l'opération. Si l'élévation de température du bain se faisait avec une vitesse constante, il suffirait, pour obtenir une pareille compensation, d'abaisser primitivement la température du calorimètre au-dessous de celle de l'enceinte d'un nombre de degrés égal à la moitié de la variation totale de température qui doit avoir lieu pendant l'opération, variation qu'une expérience d'essai ferait aisément connaître. Mais comme le réchauffement de l'eau, très-rapide au moment de l'immersion, devient ensuite beaucoup plus lent, on trouve un avantage incontestable à rendre l'excès initial de la température de l'enceinte au

moins égal aux trois quarts de l'élévation thermométrique probable.

Au reste, au lieu de chercher à établir ces compensations, on peut aussi déterminer expérimentalement la valeur numérique des quantités de chaleurs perdues ou gagnées par voie d'échange à l'extérieur.

Nous allons indiquer sur un exemple particulier la manière dont on estime la grandeur de ces corrections. Supposons que le calorimètre soit primitivement à la température ambiante et s'élève de 4 degrés pendant l'opération; supposons de plus que dans la première demi-minute l'appareil gagne 2°, 1 seul dans les 30 secondes qui suivent, et admettons enfin que le dernier degré d'élévation ne soit gagné qu'en 3 minutes. On pourra admettre que pendant 3′ le calorimètre reste à 3°,5 au-dessus de la température ambiante; pendant 30″ à 2°,5; et enfin, pendant 30 autres secondes, il y ait eu 1° de différence entre sa température et celle de l'enceinte.

Pour savoir quelles pertes il aura subies pendant ces trois intervalles de temps très-inégaux, on chauffera, à la fin de l'expérience, le calorimètre avec l'eau et le corps qu'il renferme à 5 ou 6 degrés au-dessus de l'enceinte, puis on observera son refroidissement, et après avoir noté de minute en minute les excès de température qu'il possède, on cherchera une formule empirique qui puisse, d'une manière suffisamment exacte, exprimer tous ces excès en fonction des temps correspondants. La formule construite, on en déduira pour chaque excès de température l'abaissement qui a lieu en une seconde, et par suite la perte de chaleur correspondante; et alors, par de simples multiplications, on trouvera les pertes correspondantes aux trois périodes dans lesquelles nous avons supposé divisé le temps total de l'expérience calorimétrique.

Influence du vase et du thermomètre. — On tient compte de l'influence du vase et du thermomètre en exprimant que l'un et l'autre absorbent une partie de la chaleur perdue par le corps chaud en se refroidissant. Pour le faire, il faut connaître les chaleurs spécifiques du verre et du mercure, et aussi celle de la substance dont le vase au mélange est formé.

Il semble donc, au premier abord, que la méthode suppose un cercle vicieux; mais il n'en est rien, car, pour faire les corrections dont il s'agit, il suffit de connaître approximativement les valeurs des chaleurs spécifiques que l'on doit employer.

On peut encore, si on le préfère, opérer de la manière suivante :

Avec le même vase et le même thermomètre on fait deux déterminations successives de la chaleur spécifique d'un même corps en prenant des poids de matière P, P', et des poids d'eau M, M' différents d'une expérience à l'autre. Soient t, t_1 les températures initiales du corps chaud, t', t'_1 celles de l'eau, et enfin θ, θ' les températures finales que l'on supposera peu différentes. Soit enfin k la chaleur nécessaire pour élever de 1° le vase et le thermomètre ensemble, et x la chaleur spécifique du corps employé. On exprimera que dans les expériences successives, la chaleur cédée par le corps passe dans l'eau, le vase et le thermomètre, en posant les équations suivantes :

$$(M + k)\ (\theta - t') = Px\ (t - \theta),$$

$$(M' + k)\ (\theta' - t'_1) = P'x\ (t_1 - \theta').$$

Ces deux équations suffisent à déterminer les valeurs des inconnues k et x qu'elles renferment. k une fois connu, on en emploiera la valeur au calcul de toutes les autres déterminations qui seront faites avec le même vase et le même thermomètre.

Enfin, il arrive souvent que le corps sur lequel on expérimente doit être renfermé dans un vase, une corbeille, etc., etc. On s'arrange alors de façon que ce vase, cette corbeille soient aussi légers que possible, et l'on tient compte de la chaleur qu'ils apportent au mélange. Ce que nous venons de dire indique suffisamment de quelle manière on y arrive.

Nous avons supposé dans tout ce qui précède qu'à l'instant où le vase au mélange atteint sa température maximum, le bain possède juste le même degré d'échauffement que le corps plongé dans son intérieur ; il en est réellement ainsi lorsqu'on opère sur de minces fragments de métal et que l'on prend soin de les agiter continuellement au milieu du bain liquide qu'ils doivent échauffer. Mais cette hypothèse n'est plus admissible lorsque la substance à éprouver conduit mal la chaleur et se trouve contenue en masses plus ou moins considérables dans des vases qui la préservent d'un contact immédiat avec l'eau du calorimètre. M. Person a souvent rencontré cette difficulté dans le cours de ses recherches calorimétriques, et il l'a résolue de la manière suivante :

Il laisse en permanence un thermomètre sensible au centre même du petit vase dont il a rempli le corps sur lequel portent ses investigations, et aussitôt après l'immersion il commence à observer à la fois la marche ascendante du thermomètre plongé

dans le calorimètre, et la marche descendante de celui qui donne la température des corps. Lorsque ces deux températures sont devenues voisines, elles ne varient plus que très-lentement. Il détermine alors leurs valeurs à un même instant.

Soient θ et θ' ces deux valeurs.

Soient toujours t' la température initiale du bain.

t, celle du corps.

M, le poids d'eau du calorimètre.

m, le poids d'eau équivalant au calorimètre lui-même et au thermomètre qui s'y trouve.

P, le poids du corps.

x sa chaleur spécifique moyenne.

p, le poids d'eau qui équivaut au vase qui renferme le corps et au thermomètre qui en donne la température.

On aura, abstraction faite des pertes extérieures, l'équation

$$(Px + p)(t' - \theta') = (M + m)(\theta - t).$$

Échauffement des corps. — La meilleure manière de chauffer le corps est de le faire séjourner pendant un temps suffisant au milieu d'une étuve à air chaud dont la température se maintient autant que possible uniforme et constante. Un thermomètre en contact intime avec le corps marque juste le degré qu'il possède au moment où il quitte l'étuve, et par suite aussi au moment où il entre dans le calorimètre, car ce second instant n'est jamais distant du premier que d'un fort petit nombre de secondes.

Procédé de M. Regnault. — Le mode d'échauffement que nous indiquons ici, a été invariablement adopté par M. Regnault dans une série considérable de recherches qu'il a exécutées sur les chaleurs spécifiques.

Nous allons décrire rapidement la disposition de l'étuve qu'il a employée, et la marche qu'il a suivie dans ses expériences.

« La substance à examiner était placée en fragments plus ou moins gros dans une corbeille de laiton très-mince P, dont le poids ne formait jamais qu'une petite fraction du poids de la substance dont on déterminait la chaleur spécifique. La corbeille porte dans son axe un petit cylindre en toile métallique dans lequel vient se loger le réservoir d'un thermomètre pendant que la substance est chauffée. Pour porter la substance à une température convenable, on suspend la corbeille par des fils de soie dans une étuve EE' chauffée par la vapeur, et qui est représentée figure 256. Cette étuve se compose de trois enveloppes concentriques en fer-blanc ou en

laiton. Dans l'enveloppe du milieu D est suspendue la corbeille avec la substance à échauffer. Dans l'espace annulaire *cc'* on fait circuler continuellement un courant de vapeur d'eau qui est

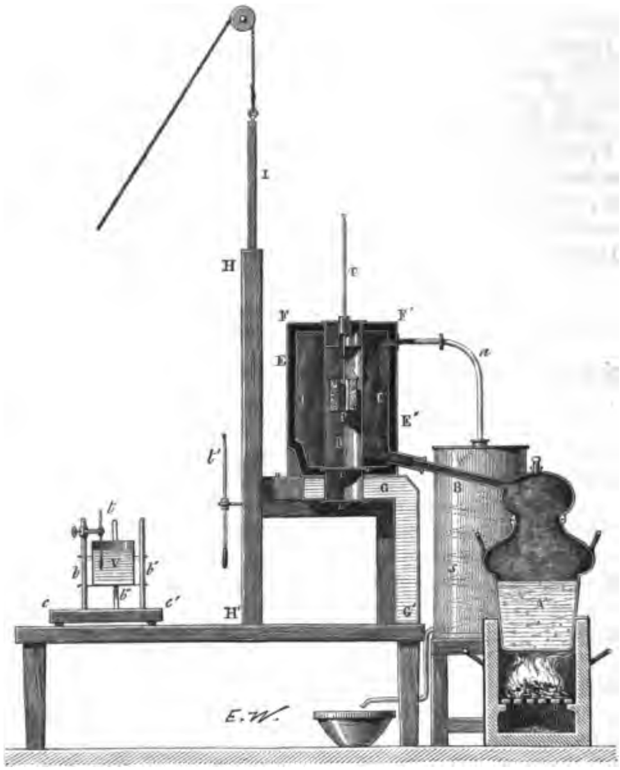


Fig. 256.

fournie par une chaudière A. Cette vapeur, au sortir de l'étuve, se rend par le tuyau *a* dans un serpentin *s*, où elle se condense. La troisième enveloppe FF' fait l'office d'un manchon d'air qui préserve l'enveloppe C du refroidissement par l'air extérieur.

Le cylindre intérieur D est fermé à sa base supérieure par un bouchon en métal creux, traversé par la tige du thermomètre

destiné à indiquer la température à laquelle le corps est arrivé. La base inférieure de ce cylindre est fermée par un registre également creux *o*, de l'épaisseur de l'enveloppe C.

« L'étuve à plusieurs enveloppes est supportée à une distance de quatre décimètres au-dessus du sol par une enveloppe coudée G en fer-blanc, dans laquelle on maintient de l'eau à la température extérieure, et que l'on peut renouveler aussi souvent que l'on veut. Cette disposition a été prise afin que le petit vase aux mélanges ne puisse gagner aucune chaleur par le rayonnement de l'étuve ou celui de la chaudière qui fournit la vapeur. Cette enveloppe-support est percée d'un trou cylindrique correspondant au cylindre intérieur D, et qui est tenu fermé pendant l'échauffement de la substance au moyen d'un registre *o'* attaché au premier registre *o* par un manche commun *m*; de sorte que ces deux registres peuvent être tirés du même coup et ouvrir ainsi la base du cylindre D. »

Lorsqu'on veut opérer, après s'être assuré que pendant une demi-heure au moins la température du corps chaud est restée invariable, on amène le vase au mélange au-dessous de D, on tire le registre *oo'*, et l'on fait descendre rapidement la corbeille; aussitôt après recule le vase vers la place qu'il occupait d'abord, et l'on abaisse l'écran I pour arrêter complétement l'action perturbatrice du fourneau et de l'étuve pendant le reste de l'expérience, et l'on achève les observations en facilitant la répartition de la chaleur par une agitation continuelle de la corbeille.

Chaleur spécifique des liquides. — Lorsqu'on veut déterminer la capacité calorifique d'un liquide à la température ordinaire, il est ordinairement très-commode de le substituer à l'eau dans le vase aux mélanges et de l'échauffer en y plongeant un corps chaud dont le poids et la capacité calorifique ont été déterminés à l'avance. La modification qu'il faut alors apporter à l'équation du problème, est trop simple pour qu'il soit nécessaire de s'y arrêter; seulement la méthode n'est applicable qu'aux liquides de préparation facile. Si l'on ne possède que de faibles échantillons, il faut nécessairement les renfermer dans des enveloppes dont on estime l'influence, et opérer comme on l'a dit aux pages précédentes. Quelquefois aussi il peut être commode d'avoir recours à un autre procédé dont l'emploi s'est trouvé lié à la découverte d'une loi physique très-importante. Nous allons le décrire sous le nom de *Méthode du refroidissement*.

§ 3. — MÉTHODE DU REFROIDISSEMENT.

Loi de Newton. — Lorsqu'un gros thermomètre se refroidit au milieu d'une enceinte dont la température est constante, on reconnaît aisément qu'il perd dans des temps successifs égaux des nombres de degrés de moins en moins considérables. En outre, dès que la différence variable T qui existe entre sa température et celle de l'enceinte ne dépasse plus une quinzaine de degrés, on constate que les pertes dont il s'agit varient proportionnellement à cette différence.

Il en résulte que l'excès variable T décroît en progression géométrique, lorsque le temps compté depuis l'origine du refroidissement s'accroît en progression arithmétique.

En effet, si les excès successifs T_1 T_2 T_3 sont liés entre eux par une relation de la forme

$$\frac{T_1 - T_2}{T_1} = \frac{T_2 - T_3}{T_2}$$

on a nécessairement

$$T_1 T_2 - T_2^2 = T_1 T_2 - T_1 T_3$$

ou

$$\frac{T_1}{T_2} = \frac{T_2}{T_3}.$$

Cette loi de refroidissement est connue sous le nom de *loi de Newton*. On en fait un fréquent usage.

On pourrait dire aussi que les pertes de chaleur éprouvées par un corps, aux différentes époques de son refroidissement, dans des temps égaux, sont proportionnelles aux excès correspondants de sa température sur celle de l'enceinte; et en effet, pour passer des abaissements de température jusqu'ici considérés aux pertes correspondantes, il faut les multiplier par le produit mc du poids et de la capacité calorifique du corps qui se refroidit.

Influence de la surface des corps, etc., etc. — L'étendue de la surface du corps qui se refroidit a une influence évidente sur la grandeur des pertes qu'il éprouve en un temps donné; et en outre, la nature de cette surface joue aussi un rôle important, car un vase d'argent noirci se refroidit plus vite que s'il avait son éclat métallique. Quant au poids du corps et à sa capacité pour la chaleur,

ils exercent en général une influence considérable sur la grandeur de la perte de chaleur qui a lieu pendant un intervalle quelconque, parce qu'ils accélèrent ou retardent la marche descendante du thermomètre. Mais cette influence disparaît lorsque le temps θ auquel la perte se rapporte est assez court pour que la température ne change pas d'une manière sensible pendant toute sa durée.

Ainsi supposons que dans deux enceintes parfaitement identiques et à même température, on place deux corps différents de poids et de nature, A et B, mais ayant des surfaces identiques; pour un même excès T ces deux corps perdront la même quantité de chaleur pendant un même temps très-court θ, parce que pendant ce temps très-court toutes les circonstances desquelles dépend la sortie de la chaleur sont les mêmes de part et d'autre. De plus, pendant des temps inégaux, mais toujours très-courts, θ et θ', A et B devront perdre des quantités de chaleurs proportionnelles aux durées de ces instants; car, pour chacun en particulier, la perte éprouvée devient double, triple, quadruple avec le temps pendant lequel elle se continue.

Il résulte des propositions précédentes que pour perdre une même fraction très-petite, $\frac{1}{1000}$ par exemple, de leur excès de température initial commun T, les deux corps que l'on considère emploieront des temps proportionnels aux produits mc et $m'c'$ de leurs poids par leurs capacités; car, d'un côté, ces produits sont entre eux comme les pertes qui correspondent à une même variation de température; et, de l'autre, les pertes dont il est question sont proportionnelles à la durée du temps que les corps mettent à les subir.

Si le refroidissement continue, les deux corps A et B, pour perdre le second millième de leur excès primitif T_0, emploieront ensuite des temps θ_2 et θ'_2, différents des premiers, mais dont le rapport sera toujours $\frac{mc}{m'c'}$, et en répétant les mêmes raisonnements, on voit que pour s'abaisser d'un nombre égal de degrés ils devront mettre finalement des temps H et H' qui seront aussi entre eux dans le rapport de mc à $m'c'$.

Tel est le principe d'un procédé que Meyer a proposé d'appliquer à la comparaison des chaleurs spécifiques des corps, et qui fut employé à des recherches de ce genre par M. Despretz d'abord, et ensuite par MM. Dulong et Petit. Nous allons décrire rapidement la manière dont ces derniers physiciens exécutaient leurs expériences.

Expériences de MM. Dulong et Petit. — Les corps dont ils comparaient les chaleurs spécifiques étaient renfermés dans un petit vase d'argent *a* (fig. 257), dans l'axe duquel se trouvait placé le réservoir d'un thermomètre fort sensible. Quand ces corps étaient liquides, il s'établissait naturellement un contact intime entre eux, le vase et le thermomètre. Quand ils étaient solides, on les réduisait en poudre ou en une limaille très-fine que l'on prenait soin de tasser fortement. Le petit vase était attaché à un bouchon métallique qui donnait passage à la tige du thermomètre. Lorsqu'on voulait faire une expérience, on chauffait le corps, son enveloppe, et le thermomètre à une quinzaine de degrés, puis on introduisait le tout au milieu d'une enceinte métallique V (fig. 257), dont l'ouverture principale pouvait être exactement fermée par le bouchon *b*. L'enceinte était plongée dans un bain de glace fondante. On y faisait rapidement le vide, et l'on observait avec soin le temps T que le thermomètre mettait à descendre de 10° à 5°. On répétait la même opération après avoir rempli le petit vase d'une substance autre que la première, et l'on obtenait un autre temps de refroidissement T'. La comparaison de ces temps T et T', pouvait conduire à la connaissance de la chaleur spécifique d'une des substances employées.

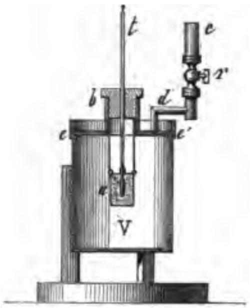


Fig. 257.

Il est clair en effet que si l'on représente par *k* ce qu'il faut de chaleur au vase et au thermomètre ensemble pour les élever de 1 degré, et si l'on désigne toujours par *m* et *c*, *m'* et *c'* les poids et les chaleurs spécifiques des corps sur lesquels on opère, le rapport $\frac{T}{T'}$ sera égal à la fraction $\frac{mc + k}{m'c' + k}$. Et par conséquent si *c* et *k* sont connus, l'équation $\frac{T}{T'} = \frac{mc + k}{m'c' + k}$ fera connaître *c'*.

Ajoutons que pour déterminer *k* expérimentalement, il suffira d'opérer comparativement sur l'eau et sur un autre corps dont la chaleur spécifique *c'* aura été déterminée à l'avance par la méthode des mélanges.

La valeur de *k* une fois obtenue, en comparant le refroidisse-

ment de l'eau à celui d'un corps quelconque, on pourra arriver à calculer la chaleur spécifique de ce dernier.

Loi de Dulong et Petit. — En déterminant ainsi les chaleurs spécifiques c, c', c'', d'un certain nombre de corps simples, et en les comparant aux poids atomiques p, p', p'' des mêmes corps, MM. Dulong et Petit sont arrivés à un résultat très-remarquable; ils ont reconnu que les produits cp, $c'p'$, $c''p''$ sont constants.

Rien de plus simple que l'interprétation physique de cette loi. Si l'on pouvait déterminer réellement les poids π, π', π'' des atomes des corps simples, on les trouverait proportionnels aux poids atomiques tabulaires p, p', p''. Par suite, les produits $c\pi$, $c'\pi'$, $c''\pi''$ seraient égaux entre eux, aussi bien que les produits cp, $c'p'$, $c''p''$ dont l'expérience démontre la constance.

Mais $c\pi$, $c'\pi'$, $c''\pi''$ seraient alors les expressions numériques des quantités de chaleurs nécessaires pour élever de 1° la température des différents atomes considérés. Donc la loi de Dulong et Petit signifie que, dans les conditions de leur expérience, il faut des quantités de chaleurs égales pour élever de 1° la température des différents atomes simples.

Ceci posé, il était naturel de se demander si la chaleur spécifique d'une molécule composée dépend uniquement du nombre d'atomes simples qui la forment, ou bien si elle dépend aussi de leur nature et de leur mode de groupement.

A peu près à la même époque, ces questions furent examinées par M. Avogadro, en Italie, et par M. Neuman, en Allemagne, et ce dernier physicien parvint à établir que « dans les corps composés ayant même élément électro-négatif et des constitutions atomiques semblables, les chaleurs spécifiques sont en raison inverse des poids atomiques. »

Pour peu que l'on réfléchisse à l'importance des résultats précédents, on comprend immédiatement tout l'intérêt qu'il y avait à exécuter de nouveau sur la détermination des chaleurs spécifiques un travail d'ensemble portant sur le plus grand nombre possible de corps simples ou composés. Comme nous l'avons déjà dit, M. Regnault a pris cette tâche difficile. Nous avons décrit son appareil; il ne nous reste donc plus qu'à inscrire les résultats qu'il a obtenus. Ils sont consignés dans les tableaux suivants :

TABLEAU

DES CHALEURS SPÉCIFIQUES DES CORPS SIMPLES.

Tableau n° 1.

NOMS des substances.	CHALEURS spécifiques.	POIDS atomiques.	PRODUIT du poids atomique par la chaleur spécifique correspondante.
Fer	0 11379	339 21	38 597
Zinc	0 09555	403 23	38 526
Cuivre	0 09515	395 70	37 849
Cadmium	0 05669	696 77	39 502
Argent	0 05701	675 80	38 527
Arsenic	0 08140	470 04	38 261
Plomb	0 03140	1294 50	40 647
Bismuth	0 03084	1330 37	45 434
Antimoine	0 05077	806 45	40 944
Étain	0 05623	735 29	41 345
Nickel	0 10863	369 68	40 160
Cobalt	0 10696	368 99	39 468
Platine	0 03243	1233 50	39 993
Palladium	0 05927	665 90	39 468
Or	0 03244	1243 01	40 328
Soufre	0 20259	201 17	40 754
Selenium	0 07616	491	37 39
Tellure	0 04737	806 15	38 20
Iode	0 05412	789 55	42 703
Mercure	0 03332	1265 82	42 149
Laiton	0 09391		
Verre	0 19768		

TABLEAU

DES CHALEURS SPÉCIFIQUES D'UN CERTAIN NOMBRE DE CORPS COMPOSÉS.

Tableau numéro 2.

NOMS des substances.	CHALEURS spécifiques.	POIDS atomiques.	PRODUIT du poids atomique par la chaleur spécifique correspondante.
	Oxydes de formule. RO.		
Protoxyde de plomb en poudre	0 05118	1394	71 34
Oxyde de mercure..........	0 05179	1365 8	70 74
Protoxyde de manganèse ...	0 15701	445 9	70 01
Oxyde de cuivre...........	0 14201	495 7	70 39
Oxyde de nickel calciné.....	0 15885	469 6	74 60
	Sulfures de formule. RS.		
Protosulfure de fer.........	0 1370	540 4	73 33
Sulfure de nickel..........	0 12813	570 8	73 15
Sulfure de cobalt	0 12512	570 0	71 34
Sulfure de zinc............	0 12303	604 4	74 35
Sulfure de plomb	0 05086	1495 6	76 00
Sulfure de mercure.........	0 05117	1467	75 06
	Sulfures de formule. R^2S.		
Sulfure de cuivre...........	0 12118	992 0	120 21
Sulfure d'argent......	0 07460	1553 0	115 86
	Chlorures de formule. R^2Cl^2.		
Chlorure de sodium........	0 21401	733 5	156 97
Chlorure de potassium......	0 17295	932 5	161 19
Protochlorure de mercure...	0 05205	2974 2	154 80
Protochlorure de cuivre.....	0 13827	1234 0	156 83
Chlorure d'argent..........	0 09109	1794 2	163 42

Suite du tableau numéro 2.

NOMS des substances.	CHALEURS spécifiques.	POIDS atomiques.	PRODUIT du poids atomique par la chaleur spécifique correspondante.
	Chlorures de formule. RCl^2.		
Chlorure de barium.........	0 08657	1299 5	116 44
Chlorure de strontium......	0 11990	989 9	118 78
Chlorure de calcium........	0 16420	698 6	114 72
Chlorure de magnésium.....	0 19460	601 0	118 54
Chlorure de plomb.........	0 06641	1737 1	115 35
Chlorure de mercure........	0 06889	1708 4	117 68
Chlorure de zinc...........	0 13618	845 8	115 21
Chlorure de manganèse.....	0 14255	788 5	112 51
	Nitrates de formule. $Az^2O^5 + R^2O$.		
Nitrate de potasse..........	0 23875	1266 9	302 49
Nitrate de soude...........	0 27821	1067 9	297 13
Nitrate d'argent...........	0 14352	2128 6	305 55
	Sulfates de formule. $SO^3 + RO$.		
Sulfate de baryte..........	0 11285	1458 1	164 54
Sulfate de strontiane.......	0 14279	1148 5	164 01
Sulfate de plomb..........	0 08723	1895 7	165 39
Sulfate de chaux...........	0 19656	857 2	168 49
Sulfate de magnésie........	0 22159	759 5	168 30
	Carbonates de formule. $CO^2 + RO$.		
Carbonate de chaux (marbre).	0 21585	631	136 20
Carbonate de baryte........	0 11038	1231 9	135 99
Carbonate de strontiane.....	0 14483	922 3	133 58
Carbonate de fer..........	0 19345	714 2	138 16

Les nombres qui précèdent suffisent pour confirmer d'une manière très-nette et la loi de Dulong et Petit et celle de M. Neuman. M. Regnault est allé plus loin : il a voulu chercher si dans des séries de composés chimiquement analogues, quoique n'ayant pas même élément électro-négatif, la similitude des formules, n'entraînerait pas celle des chaleurs atomiques. Et, en effet, les résultats que nous groupons dans le tableau n° 3, prouvent qu'il en est souvent ainsi.

Tableau n° 3.

NOMS DES SUBSTANCES.		CHALEUR SPÉCIFIQUE de la molécule.
Chlorure de formule	RCl^2	117 00
Bromure de formule	RBr^2	121 00
Iodure de formule	RI^2	120 00
Nitrate de potasse	AzO^5K^2O	302 5
Chlorate de potasse	$Cl^2O^5K^2O$	321 0
Nitrate de baryte	Az^2O^5BaO	248
Métaphosphate de chaux	PO^5CaO	248
Sulfate de potasse	SO^3K^2O	207
Chromate de potasse	CrO^3K^2O	229

Ainsi, l'égalité des chaleurs spécifiques des atomes des corps simples, l'égalité des chaleurs spécifiques des molécules composées analogues et de même formule, sont des faits que l'on ne saurait révoquer en doute; mais il faut bien remarquer que la vérification expérimentale de cette égalité ne comporte pas une rigueur absolue. Souvent, d'après les tableaux précédents, entre des produits qui devraient être identiques, on trouve des différences qui peuvent s'élever à un dixième de leur valeur moyenne, ces différences sont trop faibles pour infirmer la loi, mais elles sont beaucoup trop fortes pour pouvoir être attribuées à des erreurs d'observations.

M. Regnault les attribue à l'influence qu'exercent sur la chaleur spécifique des corps, 1° la température à laquelle ils sont soumis; 2° le degré de cohésion et la structure qu'ils affectent.

Ces deux influences sont en effet très-notables : la première a été découverte par MM. Dulong et Petit; la seconde a été signalée par M. Regnault. Et comme elles constituent deux faits importants dans la théorie de la chaleur, nous allons rassembler dans les tableaux suivants une série de nombres qui les mettent en évidence.

TABLEAUX

PROUVANT L'INFLUENCE QUE LA TEMPÉRATURE EXERCE SUR LA VALEUR DE LA CHALEUR SPÉCIFIQUE DES CORPS.

Tableau n° 1.

NOMS des substances.	CAPACITÉS entre 0 et 100.	CAPACITÉS entre 0 et 200.
Mercure	0 0330	0 0350
Zinc	0 0927	0 1015
Antimoine	0 0507	0 0547
Argent	0 0557	0 0611
Cuivre	0 0940	0 1013
Platine	0 0335	0 355
Verre	0 177	0 190
Fer	0 1098	0 1255

Tableau n° 2.

NOMS DES SUBSTANCES.	LIMITES de températures.	VALEUR des chaleurs spécifiques.
Phosphore entre	− 70 et + 10	0 174
	+ 10 + 30	0 100
	+ 25 + 44	0 200
Glace entre	− 78 0	0 474
	− 0	0 505
Mercure entre	− 77 − 40	0 0319
Plomb entre	− 77 + 10	0 0306
Brome entre	− 77 75 − 9 19	0 08700
	− 77 75 − 20 3	0 0820
Essence de térébenthine entre	+ 15 + 20	0 426
	+ 15 100	0 467

TABLEAU

SERVANT A ÉTABLIR L'INFLUENCE DE L'ÉTAT PHYSIQUE DES CORPS SUR LEUR CHALEUR SPÉCIFIQUE.

NOMS des substances.	ÉTAT DES SUBSTANCES.	CHALEURS spécifiques.
Charbon.......	Noir animal lavé aux acides et calciné...	0 26085
	Charbon de bois purifié................	0 2415
	Coke de bois purifié..................	0 2008
	Graphite naturel......................	0 2018
	Graphite des hauts fourneaux purifié....	0 198
	Diamant............................	0 147
Soufre.........	Soufre cristallisé naturel..............	0 177
	Soufre récemment fondu..............	0 184
Peroxyde de fer.	Fer oligiste	0 166
	Colcothar peu calciné	0 175
Alumine.......	Corindon............................	0 197
	Saphir..............................	0 218

CHAPITRE XIII

CALORIMÉTRIE. — CHALEURS SPÉCIFIQUES DES GAZ.

§ 1. — EXPÉRIENCES DE MM. DELAROCHE ET BÉRARD.

La détermination des capacités des gaz pour la chaleur est un problème important et difficile qui a occupé les physiciens dès l'instant où l'on a commencé à traiter les questions calorimètriques. C'est à Crawford que sont dus les premiers essais sur ce sujet ; mais pendant longtemps les tentatives des différents expérimentateurs n'ont conduit qu'à des résultats fort peu d'accord entre eux. Le premier travail réellement important qui ait paru sur cette matière date de 1813; il est dû à MM. Delaroche et Bérard.

Ces physiciens ont cherché à déterminer la chaleur spécifique moyenne que possèdent entre 0° et 100° un assez grand nombre de gaz pris sous la pression atmosphérique, et pour y arriver ils

ont employé successivement deux procédés que Rumford avait indiqués.

L'un de ces procédés n'est, à proprement parler, qu'une application de la méthode des mélanges. Nous le décrirons d'abord.

Le gaz, primitivement chauffé à une température connue T, très-voisine de 100°, passe dans un serpentin étroit qui fait un grand nombre de révolutions dans l'intérieur d'un petit vase plein d'eau EE' (fig. 258). En circulant lentement dans cet appareil, il se

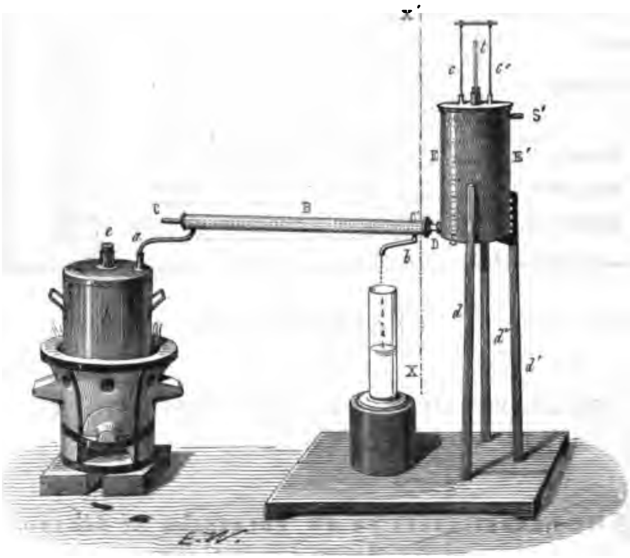


Fig. 258.

refroidit, et la chaleur qu'il abandonne étant exclusivement employée à chauffer le calorimètre, peut se déduire aisément de l'élévation de température que ce dernier éprouve. Soit en effet M le poids de l'eau employée et p celui qui équivaut à l'appareil lui-même avec l'agitateur (fig. 259) et le thermomètre qui doivent y être contenus; soient enfin t et t' les températures initiales et finales marquées par ce dernier.

$(M + p)(t' - t)$ exprime, abstraction faite des influences extérieures, la chaleur totale gagnée par le calorimètre; si maintenant le serpentin a une longueur convenable, le gaz en sort

toujours à la température de l'eau, et par suite la chaleur totale qu'il abandonne pendant la durée complète de l'expérience est la même que s'il était constamment sorti à la température moyenne $\frac{t + t'}{2} = \theta$. Cette conséquence, il est vrai, ne serait pas complétement exacte si le réchauffement ne se faisait pas d'une manière à peu près uniforme, ou en d'autres termes si le calorimètre mettait pour s'élver de t à θ un temps très-différent de celui qu'il emploie à passer de θ à t'; mais en réalité les différences sont assez faibles pour qu'on puisse les négliger.

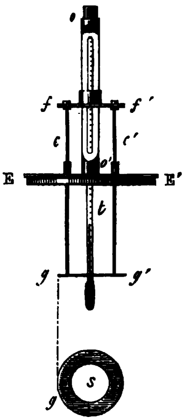


Fig. 259.

Ainsi le poids P de gaz qui entre dans l'appareil à la température T peut être considéré comme en sortant à la température θ. Il se refroidit donc d'un nombre de degrés égal à $T - \theta$ et si l'on désigne par x la chaleur spécifique moyenne entre θ et T, on aura pour déterminer x la relation

$$Px\,(T - \theta) = (M + p)\,(t' - t).$$

Souvent on rapporte la chaleur spécifique des gaz à leur volume c'est-à-dire que l'on indique la quantité de chaleur y qui peut élever de 1 degré l'unité de volume de celui que l'on considère. Rien de plus simple que d'obtenir la valeur de cette nouvelle chaleur spécifique. Soit en effet d le poids de l'unité de volume du gaz considéré, on a évidemment $x.d = y$.

Corrections. — Dans les raisonnements qui précèdent, nous avons négligé les pertes de chaleur qui se font à l'extérieur, parce qu'en effet il suffit, pour les compenser les unes par les autres, de s'arranger de manière à ce que la température moyenne θ du calorimètre coïncide avec celle du laboratoire. Quand on s'astreint à cette précaution, le calorimètre primitivement de quelques degrés au-dessous de cette température, la dépasse finalement d'un nombre de degrés égal au premier. Alors pendant la première période il reçoit de l'extérieur un peu de chaleur, il en perd pendant la seconde; et si, comme nous l'avons supposé, ces périodes sont de même durée, la compensation s'établit d'elle-même.

Il est une autre cause d'erreur qu'il faut estimer avec soin et corriger scrupuleusement.

Pour chauffer le gaz on le fait passer à travers un long tube de

cuivre CC′, placé dans l'axe d'un manchon B, dans lequel circule un courant continuel de vapeur. Si le tube CC′ pénétrait dans le serpentin lui-même, il amènerait, par voie de conductibilité, une quantité de chaleur qui pourrait être considérable. On diminue ces inconvénients en terminant CC′ par un tube de verre D beaucoup moins conducteur, et ayant seulement quelques centimètres de long; mais, malgré cette précaution, et malgré le soin que l'on met à disposer tout un système d'écrans pour arrêter le rayonnement du fourneau, celui du manchon, etc., une portion fort appréciable de la chaleur que le calorimètre gagne pendant l'expérience provient de toutes les causes perturbatrices que nous venons d'indiquer. Comme on ne peut détruire leur action, on cherche à en apprécier la grandeur, et l'on y arrive en déterminant par des expériences spéciales le nombre de degrés dont le calorimètre peut s'échauffer pendant un temps égal à celui de l'expérience, en restant pendant ce temps exposé à leur seule influence, sans qu'aucun gaz circule dans le serpentin.

Le second procédé employé par MM. Delaroche et Bérard diffère notablement de celui que nous venons de décrire, quoiqu'il n'exige pas au fond une disposition d'appareil différente.

Sous l'influence du courant de gaz indéfiniment prolongé, le calorimètre, après s'être plus ou moins échauffé, finirait nécessairement par arriver à un certain état d'équilibre dans lequel il perdrait à chaque instant, par rayonnement ou par le contact de l'air une quantité de chaleur égale à celle que le gaz lui communique pendant cet instant.

Soit θ la température finale pour laquelle cette condition est satisfaite, t la température de l'enceinte, P le poids du gaz qui passe pendant l'unité de temps et x sa chaleur spécifique, $Px(T - \theta)$ est l'expression de la chaleur cédée par le gaz au calorimètre. Quant à celle que ce dernier perd par refroidissement, voici comment on l'estime : après avoir arrêté le courant de gaz, on chauffe le calorimètre à une température notablement supérieure à θ, puis on observe son refroidissement dans des circonstances identiques à celles dans lesquelles l'expérience calorimétrique avait été faite, et l'on inscrit les excès de température successifs qu'il possède au bout de temps connus. Rien de plus facile que de lier alors ces excès aux temps correspondants, par une formule d'interpolation qui permet de calculer, avec une grande rigueur, l'abaissement e de température que l'appareil subit en $1''$ pour l'excès $(\theta - t)$.

Le produit de e par la masse d'eau $M + p$ qui équivaut au calorimètre entier, est l'expression de la chaleur perdue alors en $1''$,

et si maintenant on multiplie cette expression par le nombre de secondes qui existe dans le temps auquel se rapporte l'écoulement du poids P de gaz, on aura la véritable valeur de la chaleur que les causes de refroidissement extérieur font perdre au calorimètre pendant cet intervalle de temps. Soit Q la quantité de chaleur ainsi déterminée, l'équation

$$Px\,(T - \theta) = Q$$

servira à calculer x. Enfin on conçoit que pour abréger le temps de l'expérience on chauffe artificiellement le calorimètre à la température θ à laquelle le seul courant de gaz pourrait l'amener.

Si l'on voulait par cette dernière méthode se borner à comparer les chaleurs spécifiques de deux gaz différents, il suffirait d'observer les températures finales θ et θ' que le calorimètre atteint sucessivement sous l'influence de courants des gaz considérés, fournissant à la minute des poids P et P' de ces gaz.

Les chaleurs abandonnées par ces derniers auraient pour expression

$$Px\,(T - \theta),\quad P'x'\,(T - \theta')$$

et seraient entre elles comme celles que perd le calorimètre pendant le même temps. Or, puisque toutes les autres conditions du refroidissement sont censées égales, les pertes que le calorimètre éprouve dans les deux expériences que l'on rapproche sont entre elles comme les excès $(\theta' - t)$ et $(\theta - t)$ [1], et ainsi l'on arrive à la relation

$$\frac{Px\,(T - \theta)}{P'x'\,(T - \theta')} = \frac{\theta - t}{\theta' - t}.$$

§ 2. — EXPÉRIENCES DE MM. DELARIVE ET MARCET.

Dans les expériences que nous venons de décrire il y a toujours une certaine incertitude sur la température initiale T Le tube où le gaz s'échauffe n'arrive pas jusqu'au calorimètre, et MM. Delaroche et Bérard ne croyaient pas apprécier sûrement le refroidissement que le gaz éprouve dans le tube de verre intermédiaire, même en y plaçant le réservoir d'un fin thermomètre. Pour faire disparaître cette incertitude et se débarrasser en même temps des

1. Nous avons déjà indiqué que pour de faibles excès de température la vitesse de refroidissement d'un même corps varie proportionnellement à ces excès.

erreurs qui proviennent de l'échauffement que le calorimètre éprouve sous l'influence des causes étrangères à celle dont on veut mesurer l'influence, MM. de la Rive et Marcet ont expérimenté d'une façon directement inverse de celle qu'avaient adoptée MM. Delaroche et Bérard.

Le calorimètre était primitivement chauffé à 15 degrés au-dessus de la température de l'enceinte, et le gaz introduit dans son intérieur à la température ordinaire en accélérait le refroidissement. Or on conçoit bien qu'en observant la vitesse avec laquelle celui-ci s'opérait pour un même excès de température θ, tantôt sous l'influence des courants de gaz et tantôt après leur suppression, on pouvait arriver à en déduire les chaleurs spécifiques absolues des gaz ou encore leurs rapports à celle de l'air.

MM. Delarive et Marcet ont surtout envisagé la question à ce dernier point de vue : voici comment ils ont conduit leurs expériences et comment ils les ont calculées d'après les indications de M. Dulong.

Le calorimètre chauffé à 15 ou 20 degrés au-dessus de la température de l'air, était porté dans une enceinte noircie intérieurement et rigoureusement maintenue à la température extérieure t; on faisait rapidement le vide dans l'enceinte, et l'on observait le refroidissement du calorimètre à l'aide d'un thermomètre dont la tige sortait au dehors. La série des observations permettait de calculer l'abaissement de température qui avait lieu en un temps très-court, 1″ par exemple, lorsque l'excès de température était θ. Soit v cet abaissement.

On faisait ensuite des déterminations toutes semblables, mais en transmettant à travers l'appareil des courants de gaz différents. Soient v' et v'' les nouvelles vitesses de refroidissement du calorimètre. Soient de plus P et P′ les poids des gaz écoulés dans le même temps; puisqu'ils s'échauffaient d'un même nombre de degrés θ, les quantités de chaleur qu'ils prenaient à l'eau étaient entre elles comme Px et $P'x'$, x et x' étant leurs chaleurs spécifiques. D'une autre part, ces quantités de chaleur sont évidemment proportionnelles aux différences $v' - v$, $v'' - v$, on avait donc $\frac{Px}{P'x} = \frac{v' - v}{v'' - v}$, équation de laquelle on pouvait déduire le rapport de x à x'.

§ 3. — RECHERCHES DE M. REGNAULT.

Depuis quelques années M. Regnault s'est beaucoup occupé de recherches sur les chaleurs spécifiques des gaz. Nous ne pou-

vons décrire les méthodes d'observation qu'il a adoptées, parce qu'elles n'ont pas encore été publiées. Mais les résultats qu'il a obtenus sont connus, et nous allons citer en détail ces documents précieux pour la science.

D'abord, et contrairement aux idées reçues jusqu'alors, M. Regnault s'est assuré que la chaleur spécifique d'un même poids de gaz est sensiblement indépendante de sa densité. Ainsi dans des expériences sur l'air atmosphérique, faites sous des pressions qui ont varié depuis 1 jusqu'à 10 atmosphères, il n'a pas trouvé de différences appréciables entre les quantités de chaleur abandonnées par un même poids de gaz se refroidissant du même nombre de degrés.

Secondement, d'après ses expériences et contrairement aux assertions de Gay-Lussac, la chaleur spécifique de l'air ne varie pas avec la température.

Elle est entre — 30 et + 10 égale à 0,2377
— — + 10 et + 100 0,2379
— — + 100 et + 225 0,2376

Des expériences faites sur quelques autres gaz permanents ont conduit à des résultats semblables.

A ces deux résultats importants nous ajouterons, d'après le même physicien, les valeurs numériques des chaleurs spécifiques d'un grand nombre de gaz simples et composés. Elles sont inscrites dans les tableaux suivants.

Tableau des chaleurs spécifiques des gaz simples.

NOMS DES GAZ.	CHALEURS spécifiques.	DENSITÉS rapportées à l'air.	PRODUITS des chaleurs spécifiques par les densités rapportées à l'air.
Oxygène	0 2182	1 1056	0 2412
Azote	0 2440	0 9713	0 2370
Hydrogène	3 4046	0 0692	0 2356
Chlore	0 1214	2 4400	0 2962
Brome	0 05518	5 39	0 2992

Les nombres de la quatrième colonne sont proportionnels aux quantités de chaleur qui élèveraient de 1° l'unité de volume des

différents gaz. Pour les réduire à exprimer ces quantités, il faudrait les multiplier par le nombre $\frac{1}{773}$, qui représente la densité de l'air prise par rapport à l'eau.

Chaleurs spécifiques des gaz composés.

NOMS DES GAZ.	CHALEURS spécifiques.	DENSITÉS rapportées à l'air.	PRODUITS des chaleurs spécifiques par les densités rapportées à l'air.
Protoxyde d'azote	0 2238	1 5250	0 3413
Deutoxyde d'azote	0 2315	1 0390	0 2406
Oxyde de carbone	0 2479	0 9674	0 2399
Acide carbonique	0 2164	1 5290	0 3308
Sulfure de carbone	0 1575	2 6325	0 4146
Acide sulfureux	0 1553	2 2470	0 3489
Acide chlorhydrique	0 1845	1 2474	0 2302
Acide sulfhydrique	0 2423	1 1912	0 2886
Gaz ammoniac	0 5080	0 5894	0 2994
Hydrogène protocarboné	0 5929	0 5527	0 3277
Hydrogène bicarboné	0 3694	0 9672	0 3572
Vapeur d'eau	0 4750	0 6210	0 2950
Vapeur d'alcool	0 4513	1 5890	0 7171
Vapeur d'éther	0 4810	2 5563	1 2296
Vapeur d'éther chlorhydrique	0 2737	2 2350	0 6117
Vapeur d'éther bromhydrique	0 1816	3 7316	0 6777
Vapeur d'éther sulfhydrique.	0 4005	3 1380	1 2568
Vapeur d'éther cyanhydriq.	0 4255	1 9021	0 8293
Vapeur de chloroforme	0 1568	5 30	0 8310
Liqueur des hollandais	0 2298	3 45	0 7911
Éther acétique	0 4008	3 04	1 2184
Vapeur d'acétone	0 4125	2 0220	0 8341
Vapeur de benzine	0 3754	2 6943	1 0114
Essence de térébenthine	0 5061	4 6978	2 3776
Vapeur de chlorure phosphor.	0 1346	4 7445	0 6386
Vapeur de chlorure arsénieux	0 1122	6 2510	0 7013
Vapeur de chlorure de silicium	0 1329	5 86	0 7788
Vapeur de chlorure d'étain..	0 0939	9 2	0 8639
Vapeur de chlorure de titane.	0 1263	6 8360	0 8634

Enfin M. Regnault s'est encore occupé de la mesure des quantités de chaleur qu'il faut donner aux gaz pour en élever la température sans permettre à leur volume d'éprouver aucune dilatation. Les résultats qu'il a obtenus ne sont pas consignés dans les recueils scientifiques. Il serait dès lors prématuré d'aborder, sans ces documents nouveaux et précieux, une question qui depuis lontemps déjà offre aux physiciens un sujet d'étude aussi important que difficile.

Après avoir expliqué comment on détermine les chaleurs spécifiques des corps dans l'état où ils se présentent à la température ordinaire, il semblerait naturel de chercher si une même substance, par le seul fait de sa transformation de solide en liquide ou de liquide en gaz, éprouve de notables changements dans sa capacité calorifique. Mais le plus souvent, pour déterminer avec quelque certitude la chaleur spécifique d'un corps à deux états physiques différents, il faut ou connaître ou savoir déterminer la quantité de chaleur qui est absorbée ou dégagée lorsque l'unité de poids du corps que l'on considère passe de l'un à l'autre de ces deux états.

Nous renverrons donc la solution de la question que nous venons d'énoncer aux chapitres suivants, dans lesquels il sera spécialement traité de la mesure des chaleurs latentes de fusion et de volatilisation.

CHAPITRE XIV

CALORIMÉTRIE.—PREMIER CHANGEMENT D'ÉTAT.

§ 1. — CHALEUR DE FUSION.

Le choix du point fixe inférieur que Renaldi et Newton ont adopté dans la graduation du thermomètre, est fondé sur cette remarque importante que la température d'un bain de glace fondante ne dépend pas des causes de réchauffement auxquelles est soumis le vase qui le contient. Dans une enceinte plus chaude la fusion est plus rapide, mais il faut qu'elle soit à peu près complète avant que l'eau produite éprouve un réchauffement appréciable. Il était naturel d'en conclure que le changement d'état absorbe toute cette chaleur que le vase primitivement plein de glace reçoit sans qu'il en résulte dans son contenu aucune élévation de température; et par suite enfin on devait chercher à définir, à mesurer, les quantités de chaleur qui peuvent ainsi produire la fusion d'un poids connu de glace.

Chaleur de fusion de la glace. — Ce fut Blak qui posa la question, et il en donna une solution bien voisine de la vérité. Il reconnut en effet que, si l'on mélange des poids égaux d'eau à 80° et de glace fondante, on obtient la fusion complète de

cette dernière sans que la température finale du liquide s'élève sensiblement au-dessus de zéro. Il en concluait que la chaleur latente de la glace est égale à 80, c'est-à-dire qu'il faut environ 80 unités de chaleur pour fondre l'unité de poids de ce corps pris à la température de zéro.

Des déterminations ultérieures, dues, la première à Wilcke, les autres à Laplace et Lavoisier, s'écartèrent des résultats de Black. Laplace et Lavoisier substituèrent le nombre 75 à celui qu'avait trouvé le savant écossais.

Mais on peut s'assurer que ce nouveau résultat est notablement moins exact que le premier. Les expériences se font par la méthode des mélanges [1].

On introduit dans un vase renfermant un poids d'eau connu M à la température t, un morceau de glace bien pure et à zéro. La fusion s'opère rapidement, on mesure la température finale θ, et, en pesant ensuite le vase dans lequel le mélange a été effectué, on en mesure l'accroissement de poids P, lequel représente le poids de la glace introduit.

La connaissance des poids M et P et celle des températures t et θ suffiraient à la solution du problème, si le vase et le thermomètre ne fournissaient pas aussi quelque peu de chaleur à la glace, et s'il n'y avait pas en outre de légères perturbations dues aux échanges qui s'opèrent entre le vase au mélange et les corps qui l'entourent.

En effet, abstraction faite de ces causes d'erreurs, la quantité de chaleur $M(t - \theta)$ abandonnée par l'eau serait égale à la somme de celles qui sont employées à fondre la glace et à chauffer à θ^{o} l'eau qui provient de sa fusion, de telle sorte qu'en appelant x ce qu'il faudrait de chaleur pour fondre un poids de glace égal à l'unité, l'équation

$$M(t - \theta) = Px + P\theta$$

conduirait immédiatement à la solution cherchée. Pour tenir compte de l'influence du vase et du thermomètre, on détermine comme nous l'avons déjà expliqué, leur valeur en eau, et l'on ajoute cette valeur K au poids M de l'eau du calorimètre. Quant aux pertes ou gains de chaleur qui se font pendant l'expérience, on les estime de la manière suivante :

On s'arrange de façon que le vase, d'abord plus chaud que l'enceinte, soit un peu plus froid qu'elle à la fin de la fusion, puis, par des observations directes de refroidissement et de réchauffe-

1. F. de la Provostaye et P. Desains. Ann. 3e série. T. VIII.

ment, on détermine séparément la petite quantité de chaleur que le vase a dû perdre pendant le temps où sa température était supérieure à celle de l'enceinte, et ensuite celle qu'il a gagnée pendant la seconde partie de l'expérience : la différence de ces deux quantités représente la correction à faire ; elle doit toujours être fort petite.

En opérant ainsi, on trouve pour chaleur latente de fusion de la glace, un nombre très-sensiblement égal à 79,25.

Méthode générale. — En généralisant ce que nous venons de dire au sujet de la glace, on voit que, pour déterminer la chaleur latente d'un corps fusible à une température basse t, il faudra prendre un poids connu P de ce corps au point de sa fusion, le mettre dans un poids d'eau suffisant, M, portée à une température t' supérieure à t, et déterminer la température finale θ du mélange.

K étant la valeur du vase et du thermomètre transformés en eau, la chaleur perdue par l'eau, le vase et le thermomètre, a pour expression $(M+K)\ (t-\theta)$.

De cette quantité de chaleur, une faible portion Q s'est perdue à l'extérieur ; le reste a été employé à fondre le corps et à le réchauffer après fusion de la température t à θ. Soit donc x la chaleur latente cherchée, et c la chaleur spécifique du liquide produit, on aura pour déterminer x la relation

$$(M+K)\ (t'-\theta) = Px + Pc\ (\theta - t) + Q.$$

Si le corps pouvait agir chimiquement sur l'eau, il faudrait ou le renfermer dans un vase dont la valeur en eau serait connue ou bien faire le mélange dans un autre liquide.

L'équation subirait alors quelques modifications évidentes : nous ne les écrirons pas. Nous les négligerons également dans ce qui nous reste à dire pour achever cette discussion, et enfin nous ne parlerons plus désormais des deux termes correctifs mis précédemment en évidence ; mais il sera bien entendu qu'il faut, dans les applications, y avoir soigneusement égard.

Lorsque le corps exige pour se fondre une température élevée, on l'introduit tout fondu à une température connue T, dans un poids d'eau froide également connu. C'est alors le calorimètre qui se réchauffe en absorbant : 1° la chaleur que le corps abandonne en passant de T à la température T' de sa fusion ; 2° celle qu'il dégage en se solidifiant ; 3° celle qu'il perd ensuite en se refroidissant à la température finale θ du mélange.

Si donc on désigne par c et c' les chaleurs spécifique du corps à

l'état liquide et à l'état solide, et par x la chaleur latente, on aura entre ces quantités, les poids de matière employée, et les températures observées, la relation suivante :

$$Pc\ (T-T') + Px + Pc'\ (T'-\theta) = M\ (\theta - t).$$

Lorsque c et c' sont inconnus, au lieu d'une seule expérience on en fait trois, en employant des poids de matière différents.

Alors on a autant d'équations que d'inconnues à déterminer, et le problème peut être considéré comme résolu. Il faut seulement faire en sorte que les températures initiales et finales soient à peu près les mêmes dans les différentes déterminations que l'on exécute.

Comme il importe de ne laisser aucune incertitude sur la manière dont on peut appliquer les méthodes exposées aux pages précédentes, nous allons analyser rapidement quelques-uns des travaux qui ont été entrepris dans le but de déterminer les chaleurs latentes de fusion de différents corps, conjointement avec les chaleurs spécifiques qu'ils possèdent à l'état solide et à l'état liquide.

Chaleur spécifique de la glace. — Recherches de M. Ed. Desains. — Des essais, dont les résultats étaient fort discordants, avaient conduit plusieurs observateurs à admettre que la chaleur spécifique de la glace était un peu inférieure à celle de l'eau et approximativement égale à 0,8. M. Ed. Desains a repris la question, et il a fait voir que cette valeur 0,8 était beaucoup trop forte ; elle doit être réduite à 0,51. En d'autres termes, la chaleur spécifique de la glace est très-sensiblement la moitié de celle de l'eau liquide. Les expériences qui ont conduit à ce résultat ont été faites de la manière suivante : la glace concassée en petits fragments était renfermée dans une corbeille semblable à celle qu'avait employée M. Regnault dans ses expériences sur les chaleurs spécifiques ; seulement la partie inférieure était doublée d'une très-mince feuille de laiton, en sorte que rien ne pouvait tomber au dehors. Quand on avait pesé la corbeille et son contenu, on la refroidissait dans une sorte d'étuve semblable à celle qui a été décrite page 332, et dont le double fond recevait un mélange réfrigérant à environ — 21.

La figure 260 représente l'appareil; AB est un cylindre de ferblanc capable de contenir la corbeille, et surmonté d'un tube plus étroit CD par lequel descend, à travers un bouchon, le thermomètre qui donne la température de la glace refroidie. Le cylindre AB est

fermé à sa partie inférieure par un tiroir à double fond EF, que l'on peut laisser plein d'air ou emplir d'un mélange réfrigérant. Enfin il est entouré de toutes parts par un autre cylindre beaucoup plus large GH, qui lui est soudé en B et se trouve porté par les pieds M et N. C'est ce cylindre GH qui reçoit le mélange réfrigérant destiné à refroidir la glace; IK est un tube pour l'écoulement de l'eau. Lorsque après plusieurs heures la glace avait acquis une température bien stationnaire, on l'introduisait dans le calorimètre. Aussitôt elle entrait en fusion, et le mélange atteignait rapidement une température θ qui devait toujours être supérieure à zéro.

Quant à l'équation du problème, on l'obtenait en écrivant que la chaleur absorbée par le réchauffement et le changement d'état

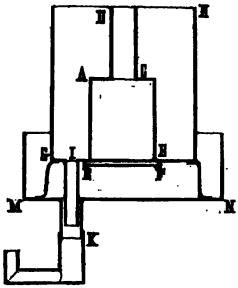


Fig. 260.

était égale à celle que le calorimètre avait perdue en se refroidissant de sa température primitive t jusqu'à la température finale θ; il est bon de remarquer que cette équation ne renfermait ici qu'une seule inconnue, puisque la chaleur de fusion de la glace et la chaleur spécifique du produit de cette fusion étaient connues.

Une seconde remarque est nécessaire; pendant le refroidissement à l'étuve, la glace éprouvait toujours quelque perte de poids; mais des expériences d'essai permettaient de calculer l'influence de cette cause d'erreur.

Chaleur latente du phosphore. — On doit aussi à M. Éd. Desains la connaissance de la chaleur latente du phosphore et celle de la chaleur spécifique que ce corps possède dans le voisinage du point de sa fusion, soit à l'état solide soit à l'état liquide. Pour pouvoir déterminer sûrement ces divers éléments, il fallait con-

naître exactement le point auquel le phosphore se liquéfie. Des expériences préliminaires furent donc faites dans le but de résoudre cette première question, et elles prouvèrent que le phénomène de la fusion s'opère à 44,1. On procéda ensuite à la recherche des chaleurs spécifiques et l'on put s'assurer d'abord que dans le voisinage du point de fusion elles sont indépendantes de l'état physique sous lequel le corps se présente. Pour prouver cette proposition, on remplissait un petit vase de laiton bien mince, de fragments de phosphore que l'on fondait ensuite après les avoir recouverts d'une couche d'eau pour éviter l'inflammation. Puis on introduisait le réservoir d'un thermomètre au milieu de la masse fondue, et l'on suspendait l'appareil entier au centre d'un grand ballon dont les parois étaient maintenues à une température constante. On étudiait ensuite le refroidissement de l'appareil en notant de minute en minute l'indication du thermomètre. En ces circonstances le phosphore, tout en restant liquide, se refroidissait quelquefois jusqu'à 20° au-dessous de son point de fusion naturel. Au moment où il reprenait l'état solide, le thermomètre remontait brusquement, sans atteindre toutefois le point de fusion, et après quelques instants de perturbation, la marche du refroidissement du phosphore solide devenait identique à celle du phosphore liquide, c'est-à-dire que dans des circonstances absolument semblables, le vase, dans les deux cas, mettait le même temps à passer, par exemple, de 35° à 25°.

Il en résultait nécessairement que dans le voisinage du point de fusion les deux chaleurs spécifiques du phosphore sont les mêmes.

Quant à leur valeur commune elle est égale à 0,2. — M. Ed. Desains l'a déterminée par la méthode du refroidissement, exposée page 336, et cette valeur concorde avec le nombre 0,189 que M. Regnault avait déjà indiqué comme devant en approcher beaucoup, mais en moins.

Le point de fusion du phosphore et les chaleurs spécifiques de ce corps étant connues, on en a déterminé la chaleur latente par par la méthode des mélanges.

Le phosphore solide introduit dans un bain d'eau à 53°, se fondait en abaissant la température du calorimètre absolument comme cela arrive lorsqu'on plonge de la glace à zéro dans l'eau à 20; seulement, pour empêcher l'évaporation trop rapide de l'eau, on l'avait recouverte d'une petite couche d'huile, et pour se débarrasser des perturbations qu'aurait apportées à l'expérience le refroidissement du calorimètre, on plaçait celui-ci au milieu d'une espèce d'enceinte formée d'un vase à double fond renfer-

mant de l'eau que l'on maintenait suffisamment chaude à l'aide d'une lampe placée au-dessous.

En réglant convenablement cette dernière, on pouvait maintenir indéfiniment le calorimètre à une température constante et voisine de 50°.

M. Ed. Desains a vérifié par un autre procédé l'exactitude de la valeur qu'il avait assignée, d'après les expériences précédentes, à la chaleur latente du phosphore.

Un poids connu de ce corps était fondu sous une mince couche d'eau, puis abandonné à un refroidissement tranquille. Lorsqu'il se trouvait refroidi à 30° environ, on le solidifiait brusquement à l'aide d'une légère agitation; la température de la masse remontait aussitôt, et l'on pouvait, en observant sa valeur finale, en déduire la chaleur dégagée pendant la solidification. Cette chaleur, en effet, avait été employée à réchauffer d'un nombre de degrés connu un poids de phosphore également connu, et puis quelques accessoires dont le poids et la capacité calorique, ou si l'on aime mieux la valeur en eau, étaient déterminés à l'avance.

Il faut bien remarquer que dans l'application de cette méthode, on n'a pas à se préoccuper de savoir à quel état physique le phosphore se réchauffe, puisque, solide ou liquide, il possède la même capacité.

Chaleur spécifique du potassium, etc. — Recherches de M. Regnault. La détermination de la chaleur spécifique du potassium présentait de grandes difficultés à cause de l'impossibilité où l'on est de mettre ce corps en contact avec l'eau ou plus généralement avec tout liquide capable de lui fournir l'oxygène. M. Regnault est parvenu cependant à résoudre le problème. « Il « refroidissait le métal dans l'acide carbonique solide, et déterminait l'abaissement de température qu'il produit sur une certaine « quantité d'huile de naphte renfermée dans un petit calorimètre. « En faisant une opération toute semblable sur un poids connu « de plomb, on déterminait le rapport entre les chaleurs spécifiques du potassium et du plomb considérés dans les mêmes « circonstances de température. »

Ce rapport a été trouvé égal à 5,40, d'où l'on déduit 0,1655 pour chaleur spécifique du potassium, car la chaleur spécifique du plomb est égale à 0,0306.

M. Regnault a déterminé également les chaleurs spécifiques que le mercure et le brome possèdent à l'état solide à des températures très-basses. Après un séjour suffisamment prolongé dans un bain d'acide carbonique solide qui marquait — 77,7 au thermomètre à air, ces corps étaient plongés dans un calorimètre à

eau dont ils abaissaient la température, et par des expériences groupées comme nous l'avons déjà plusieurs fois indiqué, on pouvait déterminer leurs chaleurs de fusion aussi bien que leurs capacités calorifiques.

Recherches de M. Person. — M. Person a publié une série considérable de travaux sur le sujet que nous traitons en ce chapitre; il appliquait dans toute sa généralité la méthode de la page 354, et il a pu ainsi déterminer simultanément les deux chaleurs spécifiques et les chaleurs latentes d'un nombre de corps considérable : le soufre, l'étain, le bismuth, le mercure, le nitrate de soude, le nitrate de potasse, le chlorure de calcium cristallisé.

Dans ses expériences, le corps étudié se trouvait toujours renfermé dans un petit vase métallique; on le chauffait dans une étuve à une température souvent très-élevée, mais que l'on pouvait maintenir constante pendant un temps quelconque. Enfin, comme nous l'avons déjà fait remarquer page 331, un thermomètre fixé à demeure au centre du petit vase en donnait exactement la température soit au moment de l'immersion, soit à la fin de l'expérience calorimétrique.

Le tableau suivant contient les points de fusion et les chaleurs latentes d'un certain nombre de corps. Nous y avons joint leurs chaleurs spécifiques à l'état solide et à l'état liquide.

Seulement il faut remarquer que pour la plupart des métaux les chaleurs spécifiques à l'état solide ont été déterminées pour des températures notablement inférieures à celle de la fusion, de sorte que dans le voisinage de ce point elles seraient un peu plus fortes.

TABLEAU DES CHALEURS LATENTES DE DIFFÉRENTS CORPS.

NOMS DES SUBSTANCES.	POINTS DE FUSION		CHALEURS SPÉCIFIQUES		CHALEUR latente de fusion.
	thermomètre à air.	thermomètre à mercure.	à l'état solide.	à l'état liquide.	
Eau	0	0	0 504	0 1	0 7925
Phosphore	44 2	—44 2	0 20	0 20	5 4
Soufre	115	115	0 202	0 234	9 368
Brome	—7 32	—7 32	0 0841	0 107	16 185
Nitrate de soude	311 9	310 5	0 278	0 413	62 975
Nitrate de potasse	342	339	0 233	0 331	47 371
Chlorure de calcium hydraté	28 5	28 5	0 345	0 552	40 70
Étain	235	232	0 056	0 064	14 252
Bismuth	270	266 8	0 0308	0 0363	12 64
Plomb	334	326	0 0314	0 0402	5 369
Zinc	433	415	0 0955	......	28 13
Mercure	0	—41	0 0319	0 0333	2 82

§ 2. — DU POINT DE FUSION.

Dans tout ce qui précède on a implicitement supposé que les corps dont on veut mesurer les chaleurs latentes, se transforment brusquement de solides en liquides lorsqu'ils sont portés à une certaine température et cela sans passer par tous les intermédiaires de l'état pâteux. On a admis en outre que la température à laquelle s'opère le changement d'état est parfaitement connue.

La première de ces deux hypothèses paraît être l'expression la plus générale du phénomène de la fusion. La transition insensible d'un état physique à l'autre ne s'observant d'ordinaire que sur des corps de composition mal définie, des mélanges de diverses substances, etc.

Quant à la connaissance des températures de fusion, on peut y arriver de deux manières différentes, soit en observant la liquéfaction du corps primitivement solide, soit en déterminant le point auquel il se solidifie après avoir été préalablement fondu.

Seulement pour pouvoir compter sur l'exactitude des résultats, il faut s'entourer de précautions convenables, il faut autant que possible éviter d'opérer sur de trop petites quantités de matière, et surtout il faut prendre garde de laisser immobile soit la masse liquide qui se refroidit lorsqu'on cherche le point de solidification, soit les fragments solides qui se réchauffent lorsqu'on veut observer directement la fusion.

Enfin on peut tirer de grands avantages de l'emploi des bains à températures fixes. Pour vérifier, par exemple, si le point de fusion d'une substance est bien égal à T, on constatera qu'elle reste solide dans un bain maintenu à une température un peu inférieure à T, tandis qu'elle demeure liquide malgré l'agitation si la température à laquelle le bain est porté se trouve quelque peu supérieure à ce degré.

L'agitation dont nous faisons ici une condition de succès est nécessaire pour différents motifs. D'abord une masse liquide en repos conduit mal la chaleur, elle se divise facilement en couches inégalement chaudes, et la température d'un thermomètre qui plonge en un point déterminé peut être fort différente de celle que possèdent les fragments qui se fondent dans le voisinage.

Enfin, quand on cherche à déterminer le point de solidification, si on laisse le liquide se refroidir dans un repos parfait, il n'est pas rare de le voir descendre de plusieurs degrés au-dessous du terme véritable de sa congélation.

Ce phénomène curieux est depuis longtemps connu des physiciens. De Mairan, Fahrenheit et après eux plusieurs de leurs contemporains l'on étudié avec soin, et ils ont constaté qu'une couche d'huile, versée à la surface de l'eau, facilite beaucoup ce refroidissement anormal. On doit en particulier à de Mairan une observation curieuse. Il a reconnu qu'au moment où, par une agitation convenable on détermine la solidification partielle d'une masse d'eau refroidie à plusieurs degrés au-dessous de zéro, le thermomètre qui s'y trouve plongé remonte instantanément de plusieurs degrés; et ce réchauffement rapide prouve évidemment que l'eau, en se gelant, abandonne de la chaleur. Des phénomènes semblables s'observent toutes les fois qu'un liquide refroidi au-dessous de son point de congélation, reprend brusquement l'état solide; mais les effets thermométriques produits varient avec la nature des corps sur lesquels on opère. Dans le cas de l'eau, la chaleur dégagée par la solidification d'une partie de la masse suffit pour la faire remonter tout entière à zéro, et la solidification n'est alors que partielle; il en est autrement quand on opère avec le phosphore et en général avec les corps dont la chaleur latente est peu considérable. Au reste, rien de plus facile que de prévoir ce qui doit arriver.

Soit P le poids d'un corps, L sa chaleur latente, c la chaleur spécifique à l'état solide, enfin soit t le nombre de degrés dont on l'a refroidi au-dessous de son point de liquéfaction, m la valeur en eau du vase dans lequel on opère.

La chaleur dégagée par la solidification du poids P est égale à PL, celle qui peut réchauffer de t le corps devenu solide et le vase qui le renferme égale $(Pc + m)t$. Si donc on a $PL = (Pc + m)t$, tout le liquide se solidifiera, et la température finale sera celle de la fusion. Si PL est plus petit que $(Pc + m)t$, la solidification sera encore totale, mais la masse restera au-dessous du point de fusion. Si au contraire on a $PL > (Pc + m)t$, les phénomènes seront ceux que l'eau présente d'ordinaire.

Les dissolutions de sulfate de soude peuvent être très commodément employées pour rendre sensibles dans les cours les effets de la solidification brusque.

On met dans une fiole bien propre une solution chaude et saturée de ce sel, et après avoir versé au-dessus une petite couche d'huile, on l'abandonne à un refroidissement lent et tranquille. La liqueur revient ainsi à la température ordinaire sans laisser déposer aucun cristal quoiqu'elle renferme beaucoup plus de sel qu'elle n'en peut normalement contenir dans les nouvelles condi-

tions où elle se trouve; mais si l'on vient à faire descendre une pointe de verre à travers la couche d'huile jusqu'au contact de la solution, les cristaux apparaissent aussitôt et souvent la liqueur se prend en masse.

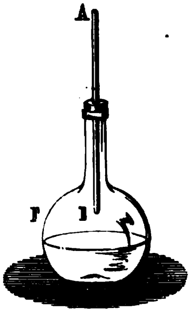


Fig. 261.

De la variation de volume qui accompagne la fusion — L'étude du premier changement d'état des corps serait incomplète si nous n'ajoutions que ce changement est souvent accompagné d'une variation considérable dans la densité du corps qui l'éprouve.

Ainsi à zéro la densité de la glace est seulement égale à 0,9, tandis que celle de l'eau liquide est 0,9998. L'eau se dilate donc en se gelant. Pour d'autres corps on observerait un effet inverse.

La dilatation considérable que l'eau éprouve en se gelant a été depuis longtemps étudiée. « Les académiciens de Florence remplirent d'eau une sphère d'or, la fermèrent exactement, et mesurèrent son plus grand diamètre extérieur en la faisant passer à travers un anneau de métal; or, après que l'eau se fut glacée, la sphère d'or devint plus grosse, et elle se gonfla si fort, qu'elle ne put plus passer par le même cercle.

« Huyghens observa qu'un canon de fer qu'il avait rempli d'eau, qu'il avait ensuite fermé exactement, étant venu à se geler, éclata avec bruit et se fendit [1]. »

Sans chercher à accumuler les exemples et les citations, il nous suffira d'ajouter que les pierres dites gelives se fendent l'hiver par suite de la congélation de l'humidité dont elles sont pénétrées, et que par des froids rigoureux il n'est pas rare de voir des arbres éclater avec bruit au moment de la solidification de l'eau contenue dans l'intérieur de leurs vaisseaux.

Enfin nous donnerons, d'après M. Billet, les nombres qui représentent la contraction que le phosphore, le soufre et l'iode éprouvent en passant de l'état liquide à l'état solide, au point de leur fusion normale. Dans le calcul de ces nombres, M. Billet a pris pour unité le volume qu'occupe à l'état liquide, et à la température où il se solidifie, le corps sur lequel portent ses observations.

1. Musschenbroek, *Traité de Physique*, t. II.

Tableau des contractions éprouvées par certains corps au moment de leur solidification.

NOMS des substances.	COEFFICIENT de contraction.
Phosphore	0,0322
Soufre	0,0925
Iode	0,1682

§ 3. — MÉLANGES RÉFRIGÉRANTS.

On explique aisément, d'après les principes posés aux paragraphes précédents, les propriétés frigorifiques des mélanges de glace et de sel marin qui depuis bien longtemps sont employés pour produire des congélations artificielles.

Dans un pareil mélange, en effet, il y a fusion simultanée et rapide des deux solides qui le constituent, et par suite absorption d'une quantité considérable de chaleur. Or, comme cette chaleur ne peut guère être fournie que par le mélange lui-même et les corps qui s'y trouvent plongés, ceux-ci doivent nécessairement éprouver un grand abaissement de température.

La glace et le sel ne jouissent pas seuls de la propriété de produire ainsi un froid considérable dans leur action réciproque.

Avec le chlorure de calcium cristallisé et la neige, on obtient des effets beaucoup plus considérables encore, et l'on arrive aisément à la congélation du mercure.

Le chlorure de calcium doit être pris en poudre; quant à la neige, il faut qu'elle soit bien sèche; or, il suffit, pour l'obtenir en cet état, de la refroidir dans un mélange de glace et de sel marin, ce qui est toujours très-facile.

Enfin pour empêcher la fusion trop prompte du mélange, il est bon, suivant M. Person, d'opérer dans un système de vases métalliques très-minces, renfermés les uns dans les autres, et laissant entre eux des couches d'air de 3 centimètres d'épaisseur environ. On arrive alors à geler 7 à 800 grammes de mercure avec 400 grammes de chlorure de calcium et 300 grammes de neige, en opérant par un temps sec, à 2 ou 3 degrés au-dessous de zéro.

On peut obtenir encore des froids assez intenses en hâtant la fusion de la neige ou de la glace par des acides étendus; et enfin, la simple dissolution de certains sels dans l'eau ou dans

les acides, produit des abaissements de température quelquefois considérables.

On obtient en particulier de bons résultats avec le sulfate de soude du commerce et l'acide chlorydrique ordinaire. Ces deux substances se livrent à très-bon marché. En les mélangeant on peut produire un abaissement de température de 20°, en sorte que si la température initiale est + 10°, la température finale arrive à être de dix degrés inférieurs à celle de la congélation de l'eau.

Glacières artificielles. — Depuis quelques années, l'emploi du mélange dont il est ici question a pris une certaine extension par suite de la vulgarisation des glacières artificielles; ces appareils (fig. 262) sont essentiellement formés : 1° d'un seau en fer-blanc AA' recouvert extérieurement de lisière de drap et dans lequel on place le mélange réfrigérant; 2° d'un vase très-plat BB' qui renferme en couches minces le liquide à congeler. Ce vase est ordinairement roulé sur lui-même de manière à se présenter sous la forme d'un cylindre ou cône à double fond, comme on le voit sur la figure. Il paraît que la glace obtenue par ce procédé ne revient qu'à 60 centimes le kilo.

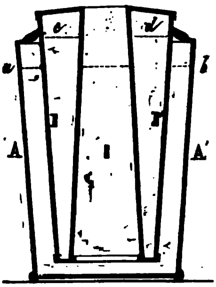


Fig. 262.

Le tableau que nous ajoutons ici, indique les abaissements de température que l'on obtient lorsqu'on mélange dans les proportions indiquées à la deuxième colonne, les substances dont les noms sont marqués en regard dans la colonne n° 1.

Ces proportions sont en général celles que l'expérience a prouvé être le plus avantageuses.

TABLEAU DES ABAISSEMENTS DE TEMPÉRATURE

Obtenus dans certains mélanges frigorifiques.

NOMS DES SUBSTANCES.	PROPORTIONS à prendre.	ABAISSEMENT de température.
Neige ou glace pilée Sel marin	1 1	de 0° à — 21
Neige Chlorure de calcium hydraté	3 4	de 0° — 48
Nitrate d'ammoniaque Eau	1 1	de + 10° à — 15
Chlorhydrate d'ammoniaque Nitrate de potasse Sulfate de soude Eau	5 5 8 16	de + 10° à — 15
Sulfate de soude Acide chlorhydrique	8 5	de + 10° à — 17

CHAPITRE XV

DEUXIÈME CHANGEMENT D'ÉTAT.

CHALEUR DE VOLATILISATION.

La température d'un liquide qui bout reste fixe, quelle que soit l'activité du foyer auquel il est exposé. Si le feu est plus ardent, si la surface de chauffe est plus grande, l'évaporation est plus rapide, mais l'échauffement du liquide n'est pas plus considérable. Or, si en plaçant ainsi le liquide dans des circonstances où il semblerait devoir s'échauffer davantage, on n'obtient réellement rien autre chose qu'une production de vapeur plus considérable dans le même temps, il faut bien que cet accroissement de production représente l'accroissement de la quantité de chaleur communiquée; en d'autres termes il faut que le seul acte de la gazéification absorbe une quantité de chaleur plus ou moins considérable.

Du reste, lorsqu'on verse sur un thermomètre un liquide volatil à même température que le thermomètre et l'enceinte où se fait l'expérience, on observe un abaissement de température souvent considérable, et qui serait évidemment inexplicable si l'on n'admettait pas l'existence de la chaleur latente de volatilisation.

Il est tout aussi facile de mettre en évidence le dégagement de la chaleur qui accompagne la liquéfaction d'une vapeur. Que l'on prenne deux vases pareils renfermant deux poids d'eau parfaitement égaux entre eux et à même température; que dans un on verse une certaine quantité M d'eau bouillante, et que dans l'autre on fasse condenser un poids de vapeur aussi égal à M, on trouvera que l'élévation de température sera beaucoup plus considérable dans le second calorimètre que dans le premier.

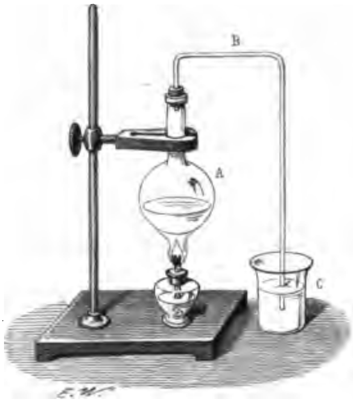


Fig. 263.

Chaleur latente de la vapeur d'eau. — Black, qui appela l'attention des physiciens sur cette absorption de la chaleur dans le phénomène de la gazéification, chercha à estimer en fonction de l'unité calorimétrique qu'il avait adoptée la chaleur nécessaire pour volatiliser sans changement de température à l'unité de poids d'eau prise au point de l'ébullition; en un mot Black chercha le premier à déterminer la chaleur latente de volatilisation de l'eau. Mais ses essais ne lui parurent pas satisfaisants, et à sa demande ils furent repris et continués par son

illustre élève J. Watt. Watt fit à ce sujet plusieurs séries d'expériences : dans les premières, il estimait la quantité de glace à zéro que pouvait fondre, en s'y liquéfiant, un poids de vapeur connu. Dans les autres il employait la méthode des mélanges sous la forme la plus simple qu'on puisse lui donner pour résoudre la question actuelle.

Expériences de Watt. — La vapeur produite dans une bouilloire se rendait dans un petit vase plein d'eau que l'on avait pesé avec soin. En quelques minutes la température s'était élevée d'environ 6 à 7°. On arrêtait alors l'expérience et l'on pesait de nouveau ; l'accroissement de poids p du calorimètre représentait le poids de la vaqueur liquéfiée. Soit P le poids de l'eau accru de la valeur du vase lui-même exprimé en eau ; soit t la température initiale du calorimètre, θ la température finale ; soit x la chaleur latente cherchée et T la température initiale de la vapeur.

La chaleur que le calorimètre a gagnée a pour expression $P(\theta - t)$; d'autre part, celle que le poids p de vapeur a dégagée en se liquéfiant, est égale à px, et celle que l'eau provenant de cette liquéfaction a abandonnée en se refroidissant de T à θ a pour expression $p(T - \theta)$; on doit donc avoir la relation

$$P(\theta - t) = px + p(T - \theta).$$

Dans ses expériences, Watt prenait la sage précaution d'incliner vers la bouilloire le tube par lequel la vapeur arrivait au calorimètre. De cette manière, l'eau qui se formait dans le trajet, retombait dans la bouilloire, et ne venait pas troubler les résultats de l'opération ; de plus, le tube métallique ne s'engageait pas directement dans l'eau du calorimètre ; il se terminait, en se recourbant, un peu au-dessus du niveau, et se trouvait prolongé par un mince tuyau de plume qui, conduisant mal la chaleur, n'en amenait point au calorimètre par voie de conductibilité. Enfin le vase, abrité par des écrans de l'action directe du foyer, avait été enveloppé de flanelle, et se trouvait ainsi préservé d'un refroidissement trop rapide.

On ne pourrait plus évidemment appliquer le procédé de Watt, si l'on voulait étudier la chaleur latente de volatilisation des corps qui agissent chimiquement sur l'eau ; et même, lorsque l'on n'a pas à craindre d'action de ce genre, il peut être nécessaire d'isoler le liquide qui provient de la condensation des vapeurs sur lesquelles on opère ; dans ce cas on fait arriver ces dernières

dans un serpentin qui, circulant à travers l'eau du calorimètre, lui transmet toute la chaleur que l'on veut mesurer. Black et Irvine avaient opéré de cette manière; Rumford, à son tour, chercha à appliquer son calorimètre à quelques essais du même genre. Enfin, dans une série d'expériences plus récentes, M. Despretz a régularisé le procédé de la manière suivante :

Expériences de M. Despretz. — La vapeur se formait dans la bouilloire C (fig. 264), se condensait dans le serpentin SS, et le

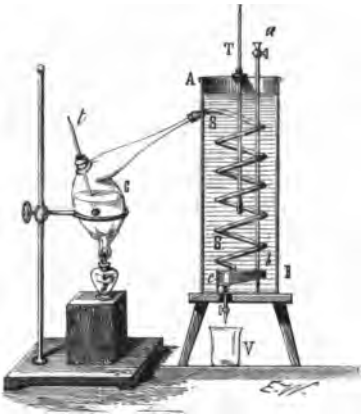


Fig. 264.

liquide provenant de cette condensation se rassemblait dans une petite caisse *e* complétement entourée par l'eau du calorimètre; un tube *ab* communiquait avec l'intérieur de cette caisse et servait au dégagement de l'air. Les thermomètres *t* et T donnaient, le premier, la température de la vapeur; le second, celle du calorimètre. Nous n'avons pas représenté les écrans qui empêchaient le rayonnement de la lampe d'arriver à la paroi A du vase au mélange, ni les agitateurs à l'aide desquels on agitait sans cesse l'eau qui entourait le serpentin : ces additions, indispensables pour l'expérience, auraient trop compliqué la figure.

Deux séries de déterminations, faites à l'aide de cet appareil, ont donné pour chaleur latente de la vapeur d'eau, l'une 530, l'autre 540. et la moyenne de ces valeurs est, comme on voit, très-voisine du nombre 533, que Watt avait adopté.

Mais il faut bien remarquer que ces résultats sont relatifs à la pression normale 0,76 et à la température 100°. Or, comme dans l'industrie on emploie sans cesse la vapeur à des températures plus élevées et à des pressions plus fortes que celles dont il vient d'être question, il y a un intérêt tout spécial à chercher si la chaleur de vaporisation de l'eau change beaucoup avec les conditions dans lesquelles on la produit, ou plutôt si la chaleur totale qu'il faut donner à un kilogramme d'eau pris à zéro pour le chauffer et le transformer en vapeur à saturation à des températures variables, dépend ou non de cette température.

Watt paraissait admettre que, pour chauffer et vaporiser un kilogramme d'eau à la température T, il lui fallait donner une quantité de chaleur toujours la même, égale à 633. Au contraire, Southern et Creigton, à la suite d'expériences exécutées en 1803, furent conduits à penser que la chaleur latente de vaporisation est constante pour toutes les pressions, et que l'on obtient la chaleur totale en ajoutant à la chaleur latente constante, le nombre qui représente la température de la vapeur.

Le calorimètre de M. Despretz satisfait en principe, aux conditions qui permettent de résoudre expérimentalement la question controversée entre Watt et Southern. On peut en effet mettre le tube *ab* en communication avec une pompe foulante ou une machine pneumatique, et maintenir ainsi pendant l'expérience, dans la bouilloire et dans tout l'appareil, une pression quelconque. Toutefois, des essais de ce genre, faits à différentes reprises, n'avaient conduit à rien de définitif. M. Regnault, à son tour, traita ce sujet difficile, et la solution du problème ressortit de ses déterminations.

Expériences de M. Regnault. — Les expériences de M. Regnault ont été faites sur une échelle très-considérable. Le générateur avait une capacité de 300 décimètres cubes, et recevait 150 litres d'eau. La plus grande partie de la vapeur qu'il produisait allait, par un large tube, se liquéfier dans un condenseur qui se trouvait, ainsi que la chaudière et le reste de l'appareil, en communication avec un réservoir à air destiné à entretenir partout une pression uniforme. Dans l'axe du large conduit de dégagement était maintenu un tube beaucoup plus étroit, par lequel on pouvait, à un moment donné, faire arriver au calorimètre la vapeur qui le devait échauffer, et cela, sans que cette légère dérivation modifiât d'une manière sensible les conditions générales de la production. Le tube étroit s'ouvrait au centre de la chambre supérieure de la chaudière, après avoir fait sur lui-même deux ou trois révolutions. Grâce à ces précautions, la vapeur qui devait servir à l'expérience

arrivait au robinet distributeur sans aucun mélange de brouillard ou de gouttelettes d'eau mécaniquement entraînées.

Le détail des calorimètres est représenté fig. 265. La condensation s'opérait surtout en I, et le liquide qui en provenait restait en I', l'eau extérieure était constamment agitée, et le thermo-

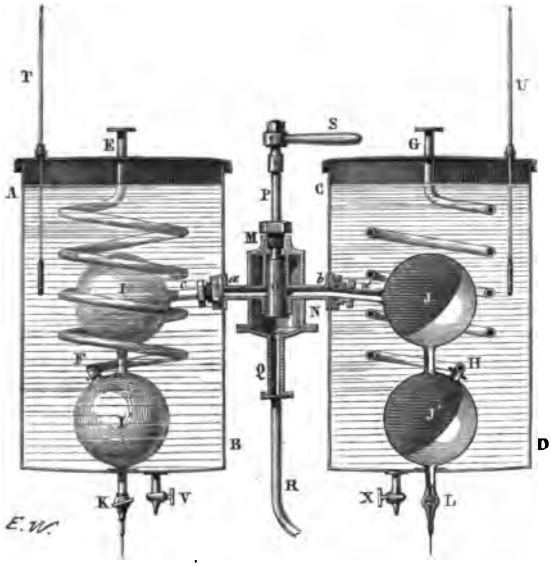


Fig. 265.

mètre T en donnait la température. Enfin pour peser le liquide formé, on le faisait sortir à la fin de l'expérience par le robinet K, en prenant soin d'éviter les projections.

Quant à la raison pour laquelle on emploie deux appareils calorimétriques au lieu d'un, elle est fort simple. Il est impossible d'empêcher que, pendant la durée de l'expérience, il n'arrive, par voie de contact, un peu de chaleur à l'eau, qui devrait s'échauffer exclusivement par l'action de la vapeur.

Dès lors, il est indispensable d'évaluer le plus exactement possible l'influence de cette cause d'erreur. Or il est évident que l'on aura toutes chances d'y arriver, si, après avoir disposé bien symétriquement par rapport au tube R, dans lequel circule la vapeur, deux calorimètres semblables A et C, on observe, tandis que l'un

fonctionne, la légère élévation de température que l'autre éprouve sous l'influence de la chaleur qui lui vient par voie de conductibilité.

Pour achever cette rapide description de l'appareil de M. Regnault, il nous reste à parler du robinet dont le jeu permettait de faire passer à un moment donné dans le calorimètre la vapeur qui devait l'y conduire.

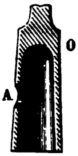


Fig. 266.

La figure 266 en représente une section faite suivant l'axe. Il est creux intérieurement, ouvert par le bas et percé en outre d'un orifice latéral A.

Lorsqu'on fait correspondre cet orifice à l'un des conduits *a* ou *b*, la vapeur que le tube Q amène dans la boîte M, se rend à l'un ou à l'autre des deux calorimètres; la clef S permet une manœuvre facile.

TABLEAU DE CHALEURS LATENTES

DE LA VAPEUR D'EAU A DIFFÉRENTES PRESSIONS D'APRÈS M. REGNAULT.

TEMPÉRATURES.	CHALEURS latentes.	CHALEUR totale.	TEMPÉRATURES.	CHALEURS latentes.	CHALEUR totale.
0	607	605	120	522	642
10	600	610	130	515	645
20	593	613	140	508	648
30	586	616	150	501	651
40	579	619	160	494	654
50	572	622	170	486	656
60	565	625	180	479	659
70	558	628	190	472	662
80	551	631	200	464	664
90	544	634	210	457	667
100	537	637	220	449	669
110	529	639	230	442	672

TABLEAU DES CHALEURS LATENTES

DES VAPEURS DES LIQUIDES AUTRES QUE L'EAU.

NOMS des substances.	POINTS d'ébullition.	CHALEURS latentes.	CHALEURS spécifiques.
Alcool	78	208	0 64
Esprit de bois	66 5	264	0 67
Ether sulfurique	38	91	0 50
Ether valérique	113 5	69	0 51
Acide formique	100	169	0 65
Acide acétique	120	102	0 51
Acide butyrique	164	115	0 41
Acide valérique	175	104	0 48
Ether acétique	74	106	0 48
Butyrate de Méthylène	93	87	0 49
Essence de térébenthine	156	69	0 47
Térébène	156	67	0 52
Essence de citron	165	70	0 50

On profite souvent, pour produire des froids très-intenses, de la grande absorption de chaleur qui accompagne la gazéification rapide des substances volatiles. Les dispositions que l'on adopte changent nécessairement suivant la nature des effets que l'on veut obtenir. Dans tous les cas, il est très-important d'isoler autant que possible les corps à refroidir de tous ceux qui pourraient, par contact, leur restituer en totalité ou en partie la chaleur que leur enlève la vapeur qui se forme.

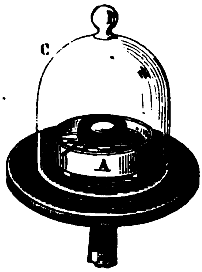


Fig. 267.

Congélation de l'eau dans le vide. — Une des expériences les plus intéressantes qui aient été faites à ce sujet, est celle de la congélation de l'eau dans le vide. Elle est due à Leslie : voici comment on la répète le plus ordinairement. On place sur la platine d'une machine pneumatique, une large capsule A, à demi pleine d'acide sulfurique concentré (fig. 267). Sur le rebord supérieur de cette grande capsule, on soutient, à l'aide de trois pieds fort minces, un autre vase beaucoup plus petit, très-mince, et plein d'eau. Le tout étant recouvert du récipient C, on fait le vide, et au bout de quelques instants l'eau se gèle par suite du refroidissement que son évaporation même lui fait éprouver.

Dans cette expérience, l'acide sulfurique, en absorbant sans cesse les vapeurs qui se développent, rend leur formation plus rapide, et le mode de suspension de la capsule s'oppose plus efficacement à ce qu'elle se réchauffe par voie de conductibilité.

Évaporation de l'éther, de l'acide sulfureux liquide, etc. — Lorsqu'on verse de l'éther ou surtout de l'acide sulfureux liquide sur la boule d'un thermomètre, il en résulte immédiatement un abaissement de température considérable. Le dernier de ces deux liquides est souvent employé dans les cours pour obtenir des effets curieux. Il suffit, par exemple, d'y plonger un petit tube plein d'eau pour qu'elle soit presque instantanément solidifiée. On peut de la même manière congeler le mercure.

Congélation du mercure. — Pour congeler le mercure, on place le tube qui le contient dans un verre à expérience ordinaire, et l'on verse dans ce dernier quelques centimètres cubes d'acide sulfureux liquide dont on active l'évaporation à l'aide de la machine pneumatique.

En peu d'instants le métal est solidifié.

Enfin, on obtient les températures les plus basses, avec des bains d'acide carbonique solide ou de protoxyde d'azote liquide. L'intérêt qui s'attache aux expériences que M. Thilorier et M. Faraday ont faites à l'aide de ces réfrigérants puissants nous conduit naturellement à décrire la préparation de ces deux substances.

Congélation de l'acide carbonique. — Pour obtenir l'acide carbonique liquide on place au fond d'un cylindre de fonte ou de cuivre à parois très-épaisses A (fig. 268), une certaine quantité de bicarbonate de soude, puis on introduit dans le même cylindre un tube B ouvert par le haut et renfermant l'acide sulfurique. Les choses ainsi disposées, on ferme le cylindre, et en le faisant basculer autour de l'axe PP′, on mêle l'acide et le carbonate jusqu'alors séparés. Le gaz se produit en abondance, se comprime et se liquéfie. Pour le séparer du sulfate de soude formé, on fait communiquer le récipient où il s'est produit, avec un autre tout semblable, A′, dans lequel il passe en s'y liquéfiant de nouveau.

En recommençant plusieurs fois l'opération on accumule en A′ une suffisante quantité du produit.

Enfin pour avoir le gaz carbonique solidifié il suffit de le laisser échapper du récipient dans l'air en le forçant toutefois à passer à travers une sorte de boîte dans laquelle il circule quelques instants avant de s'écouler au dehors. Le refroidissement qu'il éprouve par suite de l'expansion prodigieuse qu'il prend au moment où il n'est plus soumis qu'à la pression atmosphérique suffit

pour le congeler; et en ouvrant la boîte au bout de quelques instants, on y trouve une masse neigeuse d'acide solide.

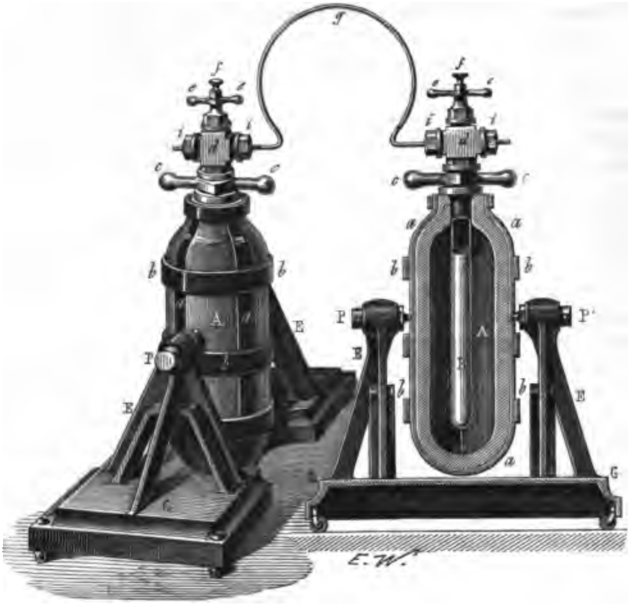


Fig. 268.

Liquéfaction du protoxyde d'azote. — Quant à la liquéfaction du protoxyde d'azote, on l'obtient en comprimant à l'aide d'une bonne pompe foulante, dans un récipient de petites dimensions, le gaz préparé à l'avance dans des gazomètres voisins. Le récipient doit être entouré d'un mélange réfrigérant, et le corps de pompe rafaîchi par un courant d'eau froide.

On reçoit ensuite le gaz liquéfié dans des tubes de verre longs et étroits, que l'on isole en les suspendant au milieu d'un flacon plein d'air sec.

CHAPITRE XVI

CHALEUR DÉGAGÉE DANS LES ACTIONS CHIMIQUES.

Quelques années après que Black eut posé les principales questions calorimétriques, et montré comment on peut les traiter par la méthode des mélanges, le savant suédois Wilke appliquait à leur solution un autre procédé. Il employait toute la chaleur qu'il voulait évaluer, à fondre, sans élévation de température, une certaine quantité de glace; puis, il pesait avec soin l'eau provenant de la liquéfaction. En multipliant alors le poids trouvé P par la chaleur latente de fusion de la glace, il obtenait évidemment l'évaluation numérique de la quantité de chaleur à déterminer.

Calorimètre de glace. — Expériences de Laplace et Lavoisier. Cette manière d'opérer fut adoptée par Laplace et Lavoisier, dans une série considérable de recherches calorimétriques qu'ils ont exécutée.

Leur appareil, connu sous le nom de calorimètre de glace, est

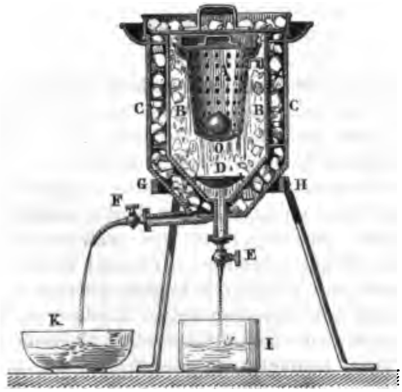


Fig. 269.

représenté figure 269; il se compose essentiellement de trois enveloppes concentriques (fig. 000). Dans la cavité intérieure A, on

place le corps ou les corps qui doivent abandonner ou produire la quantité de chaleur que l'on veut estimer; la glace qu'elle doit fondre est renfermée dans l'enveloppe moyenne B; enfin l'enveloppe la plus extérieure C renferme aussi de la glace; mais cette dernière est exclusivement destinée à empêcher la chaleur extérieure d'arriver à l'intérieur du calorimètre. Un robinet de dégagement F laisse écouler l'eau qui provient de sa fusion. Quant à celle qui s'est formée dans l'enveloppe moyenne, on la recueille avec soin par un autre conduit E, et l'on en estime exactement le poids.

Veut-on employer cet appareil à la détermination d'une chaleur spécifique, on chauffe à une température connue T un poids déterminé P du corps sur lequel on opère; puis, après l'avoir introduit en A, on ferme cette cavité avec un petit couvercle percé d'un grand nombre de trous et chargé de glace, enfin on couvre tout l'appareil avec un autre couvercle plein, et chargé lui-même de glace.

On abandonne l'expérience à elle-même pendant plusieurs heures.

Soit au bout de ce temps, M le poids d'eau recueilli par le robinet E, L la chaleur de fusion de la glace, et x la chaleur spécifique moyenne cherchée, on aura pour déterminer x l'équation très-simple

$$PxT = ML.$$

Pour que ce procédé conduise à de bons résultats, il faut évidemment que l'on connaisse L avec une grande rigueur; et il faut de plus, que dans chaque cas, le poids M de l'eau recueillie représente sûrement le poids de glace fondue.

Or cette condition ne serait pas satisfaite, si l'on ne prenait la précaution d'opérer dans un appartement dont la température fût peu différente de zéro, parce qu'alors l'air extérieur, qui a toujours accès dans l'enveloppe moyenne, exercerait nécessairement une influence notable sur la fusion de la glace pendant le temps assez long que chaque détermination exige. Laplace et Lavoisier faisaient leurs expériences à une température légèrement supérieure à celle de la glace fondante; de plus, à côté du calorimètre qui fonctionnait réellement, ils en disposaient un autre tout semblable, exactement chargé de la même manière, mais dans la cavité centrale duquel rien n'était introduit. Le faible poids de glace qui se fondait ordinairement dans ce dernier, était pris comme mesure

de la correction à faire subir au poids M obtenu dans l'expérience véritable.

C'est à l'aide de cet appareil que Laplace et Lavoisier ont entrepris, les premiers, de résoudre les questions très-importantes qui sont relatives au dégagement de chaleur dans les réactions chimiques.

S'agit-il de mesurer la chaleur qui est produite dans l'action réciproque d'un liquide et d'un solide ou de deux liquides l'un sur l'autre; on effectuera le mélange dans un vase placé dans la cavité centrale du calorimètre, et l'expérience s'achèvera comme à l'ordinaire. Si l'on veut au contraire étudier une combustion, il faudra, après avoir placé le combustible allumé dans cette cavité centrale, faire arriver lentement le gaz comburant par un tube entouré de glace, et ménager une issue à l'air en excès à l'aide d'un autre tube qui, circulant lui-même à travers la glace à fondre, ne laissera échapper le gaz qu'après un refroidissement complet.

Enfin, et pour montrer comment l'emploi du même appareil peut conduire encore à la solution d'autres questions du plus haut intérêt, si l'on veut estimer la chaleur produite en un temps donné par un animal vivant, il suffit de le renfermer dans le calorimètre, en lui ménageant toutefois la possibilité de respirer à l'aise par un renouvellement convenable de l'air intérieur.

Expériences de Rumford. — La solution des nouvelles questions calorimétriques traitées par Laplace et Lavoisier peut s'obtenir avec plus de facilité et d'exactitude lorsqu'on substitue la méthode des mélanges à celle qu'ils avaient adoptée. Ce fut un contemporain de ces illustres savants, le comte de Rumford, qui entreprit de le faire. Le calorimètre dont il se servait est reproduit figure 270. Il se compose d'une caisse de cuivre mince dans laquelle circule horizontalement un serpentin représenté partiellement en FF'. L'une des extrémités de ce serpentin traverse la paroi inférieure de la caisse, et s'évase en une sorte d'entonnoir sous lequel brûlent les combustibles à essayer; l'autre extrémité K peut recevoir un thermomètre destiné à faire connaître la température que possèdent, à leur sortie, les produits de la combustion. Il faut, pour que l'expérience soit bonne, que cette température soit égale à celle que possède la masse d'eau dont la caisse a été remplie; alors, si toute la chaleur dégagée dans la combustion se trouvait réellement emportée par les produits gazeux ou l'air que le tirage entraîne avec eux dans le serpentin, on en obtiendrait la mesure, en multipliant l'élévation de température de l'eau de la caisse par le poids de cette eau accru

de la valeur *en eau* de toutes les pièces de l'appareil. Mais dans la pratique il faut nécessairement tenir compte des échanges qui

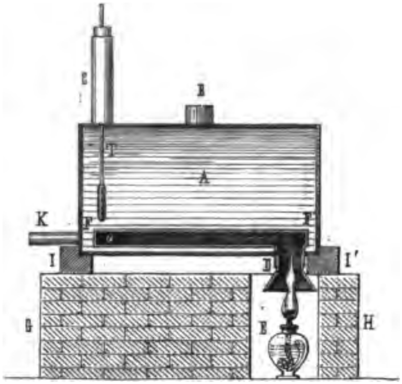


Fig. 270.

s'opèrent à l'extérieur, ou plutôt il faut en annuler l'influence, et c'est à quoi Rumford parvenait en refroidissant d'abord le calorimètre à quelques degrés au-dessous de la température extérieure et arrêtant l'expérience lorsqu'il s'était réchauffé d'un nombre égal de degrés au-dessus de cette température. Enfin et malgré ces précautions, on ne peut se dissimuler que la disposition d'appareil adoptée par Rumford est vicieuse en ce qu'une partie de la chaleur dégagée doit se perdre par rayonnement latéral à travers l'ouverture de l'entonnoir.

Expériences de M. Despretz. — M. Desprez a fait disparaître cette cause d'erreur dans les recherches qu'il a exécutées sur la combustion de l'hydrogène et du charbon, à l'occasion de ses travaux sur la chaleur animale (en 1822). Il effectuait toutes les combustions qu'il voulait étudier dans un creuset de platine complétement entouré d'eau, et qui communiquait avec deux serpentins de cuivre dont l'un amenait le gaz comburant, tandis que l'autre portait au dehors les produits gazeux obtenus, mais seulement après qu'ils s'étaient complétement refroidis à la température du calorimètre.

Expériences de M. Dulong. — Sauf quelques modifications de détail, l'appareil de M. Despretz a été adopté d'abord par M. Dulong, dans un travail dont on ne possède que des extraits fort

incomplets; enfin un calorimètre, toujours construit d'après les mêmes principes, a souvent été employé par MM. Favre et Silbermann, dans les nombreuses et importantes recherches qu'ils ont exécutées sur le même sujet.

La figure 271 représente le calorimètre de M. Dulong.

La combustion s'opérait dans l'enceinte A. Le gaz comburant

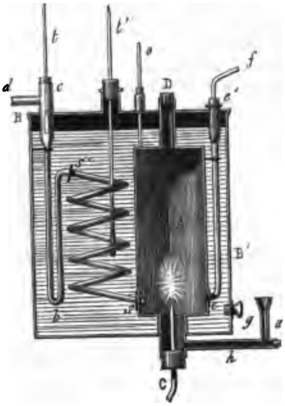


Fig. 271.

arrivait par l'un des conduits *ah* ou *f*. Les gaz combustibles, lorsqu'on opérait sur des corps de cette nature, entraient dans la chambre à combustion par le tube *c* qui s'ouvrait ainsi au milieu du courant de gaz comburant amené par *ah*.

Les produits gazeux et le gaz comburant en excès venaient se rendre dans un gazomètre de dégagement en traversant tout le serpentin *ss'd*.

Le tube *g*, fermé extérieurement par une glace, permettait de voir ce qui se passait à l'intérieur de la chambre à combustion.

Enfin, la quantité d'eau qui enveloppait et la chambre A, le serpentin et le tube, était d'environ 11 litres; et la température, rendue uniforme par une agitation convenable, se trouvait mesurée par les thermomètres *t'* et *t*.

TABLEAU DES QUANTITÉS DE CHALEUR DÉGAGÉES,

D'APRÈS DULONG,

par la combustion dans l'oxygène de 1 gramme des combustibles suivants :

Hydrogène	34,60
Gaz des marais	13,35
Oxyde de carbone	2,49
Gaz oléifiant	12,20
Alcool absolu	6,96
Charbon	7,29
Essence de térébenthine	11,12
Éther sulfurique	10,04
Cyanogène	5,24
Huile d'olive	9,86
Soufre	2,60

CHALEURS DÉGAGÉES

Par 1 gramme de combustible brûlant dans le protoxyde d'azote.

Hydrogène	58,39
Oxyde de carbone	4,46

M. Dulong s'était aussi occupé de la combustion de quelques métaux et oxydes suroxydables, mais l'on a seulement retrouvé l'indication de la chaleur qui correspond à l'absorption de 1 litre ou 1 gramme d'oxygène, sans désignation suffisante de la nature du produit obtenu. Or, comme cette nature ne peut manquer d'exercer une grande influence sur l'effet calorifique produit, nous ne croyons pas devoir transcrire les nombres obtenus.

Dans l'expression numérique des résultats de ses recherches, M. Dulong avait pris pour unité la quantité de chaleur nécessaire pour élever de 1° la température de 1 gramme d'eau. Ce changement d'unité ne nous a point paru nécessaire. De plus, nous n'avons pas conservé tous les chiffres significatifs que donne cet illustre physicien ; en voici la raison : on ne peut certainement pas répondre de $\frac{1}{100}$ de degré dans l'estimation de l'élévation de température du calorimètre ; or, comme cette élévation ne passe jamais une dizaine de degrés, on voit que l'on ne peut pas se flatter de connaître l'échauffement total à un millième près. Par conséquent le quatrième chiffre est en général inutile.

Recherches de MM. Favre et Silbermann. — Dans l'appareil de MM. Favre et Silbermann la chambre à combustion est un creuset de cuivre doré A, au fond duquel le gaz comburant

arrive par le conduit G (fig. 272 et 273). Le gaz en excès et le produit gazeux sortent par un serpentin IFCI' de 1 mètre de long ; ce serpentin présente à sa partie inférieure un renfle-

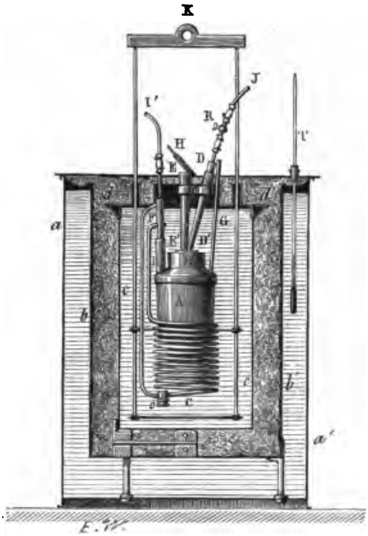


Fig. 272.

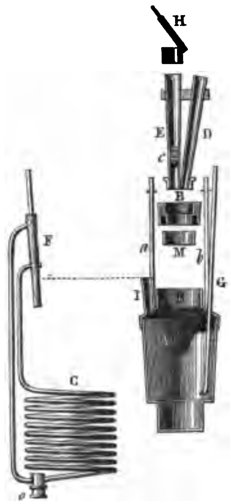


Fig. 273.

ment *o* où viennent se rassembler, lorsqu'il y a lieu, les liquides provenant des vapeurs liquéfiées pendant le trajet.

Le couvercle du creuset présente deux larges tubulures. L'une D' sert à l'introduction des tubes qui amènent les gaz combustibles, l'autre E fermée par une glace sert à voir dans l'intérieur.

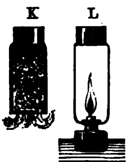


Fig. 274.

Enfin, on peut accrocher à la partie intérieure du même couvercle, soit de petites lampes L (fig. 274) à mèche d'amiante dans lesquelles on brûle les liquides combustibles ; soit des corbeilles de platine K à mailles serrées et dans lesquelles on place les corps à brûler quand ils sont solides.

Dans tous les cas, les combustibles allumés à l'instant de l'introduction sont introduits assez rapidement pour qu'il ne se produise pas de perte de chaleur appréciable durant cette partie de l'opération.

Les résultats que MM. Favre et Silbermann ont obtenus, en étudiant la combustion des corps simples dans l'oxygène, se trouvent assez d'accord avec ceux de Dulong. Sur le charbon seulement il existe une notable différence, voici à quoi il la faut attribuer. Lorsque le charbon brûle dans l'oxygène, il se produit toujours une certaine quantité d'oxyde de carbone, et par suite, la chaleur dégagée est inférieure à ce qu'elle serait réellement si le combustible passait tout entier à l'état d'acide carbonique ; Dulong n'avait point aperçu cette cause d'erreur. Pour en corriger les effets, MM. Favre et Silbermann analysaient les gaz à leur sortie du calorimètre et ils ajoutaient à la chaleur obtenue celle qui eût été produite par la combustion de l'oxyde de carbone formé pendant l'opération.

Un autre fait doit être signalé touchant la combustion du charbon. La chaleur produite par 1 gramme de ce corps, paraît varier avec le degré de cohésion qu'il possède, elle a été trouvée de 8,40 pour le charbon de bois, et seulement de 7,83 dans le cas du diamant.

La comparaison des effets calorifiques produits par la combustion des corps de formule C^nH^n conduit à une conséquence curieuse. Quoique étant isomères entre eux, ces corps pris sous même poids, ne dégagent pas rigoureusement la même quantité de chaleur, leur calorique de combustion diminue d'une manière sensible à mesure que la condensation des éléments augmente.

Dulong avait trouvé que l'hydrogène et l'oxyde de carbone dégagent plus de chaleur en brûlant dans le protoxyde d'azote que dans l'oxygène. MM. Favre et Silbermann ont observé un accroissement d'effet tout semblable dans le cas de la combustion du charbon, et pour l'expliquer ils ont cherché si, par le seul fait de sa décomposition chimique, le protoxyde d'azote ne dégagerait pas de la chaleur.

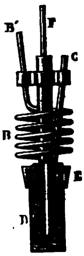


Fig. 275.

Le procédé qu'ils ont suivi pour arriver à ce résultat est très-simple; et comme il peut être appliqué en d'autres cas analogues, nous allons en donner la description. Au couvercle de la chambre à combustion ils fixaient une petite corbeille (fig. 275) dans laquelle se trouvait maintenu un tube en platine au milieu de fragments de charbon qui l'enveloppaient de toutes parts. Le tube étant chauffé au rouge par la combustion du charbon, on y faisait passer le protoxyde d'azote dont une partie se décomposait pendant le trajet; le reste s'échappait avec les produits de la décomposition. Donc,

par l'analyse du mélange il était facile de connaître la quantité de gaz décomposé. Enfin, la chaleur due à cette ségrégation chimique, s'obtenait en retranchant de l'effet calorifique total, celui qui était dû à la combustion du charbon. Dans l'expérience citée par MM. Favre et Silbermann elle était les $\frac{4}{116}$ ou le $\frac{1}{29}$ de la chaleur totale dégagée. Sans doute, on ne peut se dissimuler que cette fraction est petite, mais elle est néanmoins bien supérieure à la limite des erreurs que le procédé comporte.

Le fait du développement de chaleur dans les décompositions chimiques avait depuis longtemps été observé sous une forme très-saisissante par M. Thénard. Cet illustre chimiste avait vu que quand on verse de l'eau oxygénée sur de l'oxyde d'argent, les deux corps se décomposent avec ignition, et cela, malgré la grande absorption de chaleur qui doit accompagner la gazéification d'une quantité d'oxygène considérable.

Une décomposition aussi curieuse ne pouvait manquer de devenir, pour MM. Favre et Silbermann, un nouveau sujet de recherches; mais, pour les exécuter commodément ils ont dû employer un calorimètre d'une forme tout à fait nouvelle, et qui

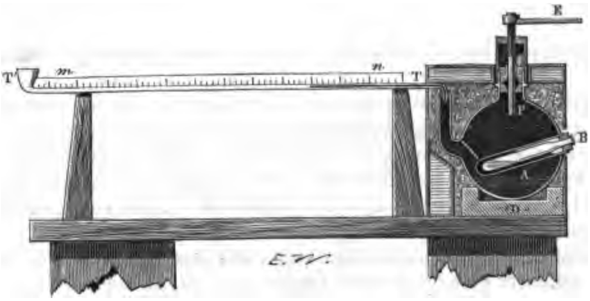


Fig. 276.

leur a été surtout utile dans l'étude des actions chimiques opérées par voie humide.

« Cet appareil, considéré dans ses dispositions essentielles, peut être envisagé comme un gros thermomètre à mercure, susceptible de loger dans son intérieur les corps qui dégagent ou absorbent la chaleur.

« Le réservoir *b* (fig. 276) est un ballon de verre de 1 litre environ de capacité, il porte trois ouvertures : la première B reçoit un tube

mince en fer ou en platine A; ce tube, fermé à l'une de ses extrémités, a 0m,025 ou 0,03 de diamètre, et 0,10 ou 0,11 de profondeur; il est fixé par du mastic de fontainier fondu avec de la glu marine, et maintenu contre la poussée du mercure par un arc-boutant en verre *c*.

« Dans cette sorte de moufle, on fixe, à l'aide d'un bouchon, un tube de verre mince dans lequel on met en contact les substances dont l'action réciproque doit produire l'effet calorifique à mesurer. Lorsqu'un gaz doit se dégager pendant la réaction, il s'échappe par un tube étroit à branches parallèles soudé en *e* à l'éprouvette principale, comme on le voit (fig. 277); dans tous les cas, l'intervalle compris entre le verre et les parois de la moufle, se trouve

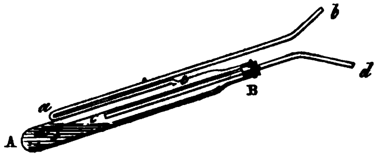


Fig. 277.

rempli par du mercure qui sert à la répartition rapide de la chaleur.

« Dans la deuxième ouverture C, on fixe à la glu marine, un tube capillaire TT', bien cylindrique, divisé avec soin et destiné à former la tige du thermomètre. Ce tube est maintenu dans une position horizontale. Il se termine en T par un entonnoir ouvert, dans lequel peut se loger au besoin le mercure qu'une trop grande dilatation ferait sortir de l'appareil.

« Enfin, la troisième tubulure reçoit un piston d'acier P que l'on peut enfoncer plus ou moins à l'aide d'une vis, en sorte qu'il est facile, lorsqu'on veut opérer, de ramener toujours au même point l'extrémité de la colonne de mercure dans la tige horizontale TT'.

« Nous ajouterons que le réservoir se trouve renfermé dans une boîte où il est soutenu sur une plaque de liége et enveloppé d'une couche de ouate de coton, de manière à être préservé contre les variations de la température ambiante. »

Pour estimer en unités calorimétriques les indications de l'instrument que nous venons de décrire, MM. Favre et Silbermann ont eu recours à une graduation directe. Ils ont constaté que 6g,26 d'eau prise à 99,82 en s'y refroidissant jusqu'à 28°, communiquaient à l'appareil un échauffement qui se traduisait par un

déplacement de 0^{m},1373 dans l'extrémité de la colonne; d'où l'on conclut que la chaleur abandonnée par 1 gramme d'eau en se réfroidissant de 1°, produit un déplacement de 0^{m},3 dans l'extrémité de l'index. Les petites différences de température que l'appareil éprouve pendant une série d'expériences n'affectent pas d'une manière appréciable ce résultat.

L'emploi de ce calorimètre se comprenant aisément, nous n'entrerons dans aucun autre détail, et nous allons, par quelques tableaux, donner une idée de l'ensemble des résultats obtenus par MM. Favre et Silbermann.

COMBUSTION DES CORPS SIMPLES DANS L'OXYGÈNE.

Poids de combustible 1 gramme.

NOMS DES SUBSTANCES.	CHALEUR dégagée.	PRODUIT de la combustion.
Hydrogène	34 46	Eau.
Charbon ordinaire	8 06	Acide carbonique.
Graphite naturel	7 8	*id.* *id.*
Diamant	7 76	*id.* *id.*
Soufre	2 23	Acide sulfureux.

COMBUSTION DES CARBURES D'HYDROGÈNE.

NOMS DES SUBSTANCES.	FORMULE chimique.	CHALEUR dégagée.	PRODUIT de la combustion.
Hydrogène protocarboné	C^2H^4	13 06	Eau et acide carbonique.
Hydrogène bicarboné	C^4H^4	11 85	
Amylène	$C^{10}H^{10}$	11 49	
Cétène	$C^{32}H^{32}$	11 1	
Métamylène	$C^{10}H^{10}$	10 9	

Si le charbon et l'hydrogène qui entrent dans 1 gramme de ces carbures d'hydrogène étaient séparés, et qu'on les brûlât, on

trouverait pour la chaleur dégagée par les éléments de l'hydrogène protocarboné, 14,74.

Et pour celle que fourniraient les éléments des hydrogènes bicarbonés, 11,85.

COMBUSTION DES CORPS ORGANIQUES OXYGÉNÉS.

NOMS DES SUBSTANCES.	FORMULE chimique.	CHALEUR dégagée.
Éther sulfurique................	C^4H^5O	9 03
Éther amylique................	$C^{10}H^{11}O$	10 19
Esprit de bois..................	$C^2H^2H^2O^2$	5 30
Alcool ordinaire..............	$C^4H^4H^2O^2$	7 18
Alcool amylique..............	$C^{10}H^{10}H^2O^2$	8 96
Alcool éthalique..............	$C^{32}H^{32}H^2O^2$	10 63
Acide formique................	$C^2H^2O^4$	2 09
Acide acétique................	$C^4H^4O^4$	3 50
Acide butyrique...............	$C^8H^8O^4$	5 65
Acide valérique................	$C^{10}H^{10}O^4$	6 44
Acide éthalique................	$C^{32}H^{32}O^4$	9 32

Dans ces différents corps, on voit, comme on pouvait s'y attendre, la chaleur de combustion s'accroître à mesure que la proportion relative d'oxygène diminue.

COMBUSTION DE CORPS ISOMÈRES.

FORMULE chimique.	NOMS DES SUBSTANCES.	CHALEUR produite.
$C^4H^4O^4$	Acide acétique....................	3,50
	Formiate de méthylène............	4,19
$C^8H^8O^4$	Acide butyrique....................	5,65
	Éther acétique......................	6,30
$C^{10}H^{10}O^4$	Acide valérique....................	6,44
	Butyrate de méthylène............	6,80

Ces nombres montrent évidemment que l'arrangement des molécules peut produire des différences très-sensibles dans les phénomènes calorifiques.

DISSOLUTION DES GAZ AVIDES D'EAU.

Le poids du gaz dissous est égal à 1g, l'eau est en excès.

NOM DE LA SUBSTANCE dissoute.	CHALEUR dégagée.
Acide chlorhydrique......................	0,449
Acide bromhydrique......................	0,235
Acide iodhydrique......................	0,147
Acide sulfureux......................	0,120
Gaz ammoniac......................	0,514

DISSOLUTION DES SELS DANS L'EAU.

Chaleur absorbée ou dégagée par la dissolution de 1 gramme de sel dans l'eau.

NOM DU MÉTAL qui entre dans le sel.	GENRE DU SEL.		
	Sulfates.	Azotates.	Chlorures.
Potassium..............	0 035	0 070	0 052
Sodium..............	0 049	0 045	0 009
Ammonium..............	0 011	0 066	0 065
Calcium..............	.....	0 027	0 015
Baryum..............	.....	.....	0 017
Strontium..............	.....	0 041	0 024
Zinc..............	0 014	.....	(Anhydre.) + 092 3
Fer..............	0 012	.....	(Anh. protoc.) + 0 058
Plomb..............	.....	0 015	....
Cuivre..............	.....	0 031	(Bichl. anhy.) +0 074

Sauf les trois chlorures anhydres, dont l'action calorifique est indiquée comme positive, tous les sels du tableau précédent produisent du froid en se dissolvant.

DISSOLUTION DE L'ACIDE SULFURIQUE DANS L'EAU.

Résultats de l'hydratation de l'acide sulfurique monohydraté.

EAU EN ÉQUIVALENTS.	CHALEUR DÉGAGÉE.
1 gramme de SO^3,HO mêlé à l'eau, dégage :	
Avec le premier $\frac{1}{8}$ d'équivalent d'eau	0,0094
— second $\frac{1}{8}$	0,0088
— premier $\frac{1}{4}$	0,0188
— second $\frac{1}{4}$	0,0172
— premier $\frac{1}{2}$	0,0367
— second $\frac{1}{2}$	0,0283

Avec 1 équivalent d'eau	0,0647
— 2	0,0946
— 3	0,1119
— 4	0,1222
— 5	0,1307
— 6	0,1362
— 7	0,1418
— 8	0,1451
— 9	0,1485
— 10	0,1484
— 20	0,1486

Le poids d'eau qui se trouve dans les tableaux précédents désigné sous le nom de 1 équivalent, est celui que l'on déduit de la relation

$$612 : 112 :: 1^g : x.$$

d'où

$$x = \frac{112}{612} = 0^g,183.$$

DISSOLUTION

Des bases dans les acides étendus.

NOM DU MÉTAL de l'oxyde.	CHALEUR DÉGAGÉE par l'action de 1 gramme d'oxyde sur un excès de dissolution d'un des acides suivants :					
	Sulfurique.	Azotique.	Chlorhydrique.	Bromhydrique.	Iodhydrique.	Acétique.
Potassium	0 342	0 330	0 333	0 344	0 333	0 297
Sodium	0 520	0 493	0 493	0 489	0 486	0 438
Ammonium	0 565	0 526	0 520	.....	.....	0 486
Barium	0 270	0 202	0 201	.....	.....	0 174
Strontium	» »	» »	0 279			
Calcium	0 670	0 605	0 606	.....	.....	0 524
Magnésium	0 724	0 642	0 661	.....	.....	0 613
Manganèse	0 346	0 310	0 320	.....	.....	0 285
Fer (protoxyde)	0 307	0 268	0 273	.....	.....	0 238
Zinc	0 253	0 203	0 202	.....	.....	0 188
Cobalt	0 310	0 262	0 273	.....	.....	0 244
Nickel	0 316	0 275	0 273	.....	.....	0 243
Cuivre (bioxyde)	0 194	0 159	0 176	.....	.....	0 131
Cadmium	0 160	0 127	0 128	.....	.....	0 148
Plomb	0 102	0 083	0 101	.....	.....	0 064
Argent	0 089	0 053	0 198			

Pour obtenir les nombres consignés dans les tableaux précédents, on employait, à l'état de solution titrée, la potasse, la soude et l'ammoniaque. La chaux, la baryte, avaient été pesées à sec, et puis hydratées ou dissoutes à la manière ordinaire.

Quant aux autres oxydes, on agissait sur eux dans l'état où on les prépare par voie de précipitation; et pour les obtenir en juste proportion, il suffisait de verser dans une de leurs dissolutions prise en léger excès, une quantité de solution titrée de la potasse, exactement suffisante pour en précipiter un gramme.

Dans le cours de leurs recherches calorimétriques sur la formation des sels, MM. Favre et Silbermann ont eu occasion de constater souvent un fait curieux susceptible d'une certaine généralisation.

Lorsqu'en présence d'un excès d'eau, on précipite un gramme d'oxyde métallique par une base dissoute, on n'observe aucune variation de température si l'oxyde précipité, en se dissolvant

dans l'acide du sel sur lequel on opère, dégage autant de chaleur que la quantité de base dissoute qui l'a expulsé.

Mais quand cette égalité n'a plus lieu, la précipitation est accompagnée d'une absorption ou d'un dégagement de chaleur qui représente toujours la différence des effets calorifiques que produiraient isolément l'action de la base et celle de l'oxyde sur le dissolvant commun.

En un mot, les choses se passent comme si l'oxyde absorbait, en se séparant de l'acide, une quantité de chaleur précisément égale à celle qu'il dégage en s'y dissolvant.

COMPARAISON DES CHALEURS

Dégagées par la combinaison des bases anhydres et hydratées avec les acides étendus.

Le poids réel des bases employées = 1 gramme.

NOM des bases.	NOM de l'acide	CHALEUR dégagée par la base anhydre.	CHALEUR dégagée par la base hydratée.	DIFFÉRENCE.
Chaux	Chlorhydrique .	0 750	0 606	0 144
Baryte.........	Chlorhydrique .	0 392	0 291	0 191
Strontiane......	Chlorhydrique .	0 525	0 279	0 246
Oxyde de plomb.	Azotique.......	0 085	0 083	0 002
Oxyde de plomb.	Acétique.......	0 064	0 064	» »
Oxyde de zinc...	Sulfurique......	0 267	0 253	0 014
Oxyde de zinc...	Chlorhydrique ..	0 207	0 202	0 005
Oxyde de cuivre.	Sulfurique......	0 206	0 194	0 012
Oxyde de cuivre.	Azotique.......	0 172	0 128	0 044

MM. Favre et Silbermann admettent que les différences écrites dans la quatrième colonne représentent les chaleurs dégagées par l'union de 1 gramme des différents oxydes avec l'eau en excès. Il serait très-intéressant de le vérifier au moins pour le cas de la chaux, la baryte et la strontiane.

Nous ajouterons aux nombres précédents l'indication de quelques resultats obtenus d'un côté par M. Abria, d'un autre côté par MM. Favre et Silbermann, dans l'étude de la combustion vive de trois substances par le chlore. M. Abria n'a pas fait connaître l'appareil qui lui a servi dans ses recherches. MM. Favre

et Silbermann ont brûlé l'hydrogène dans leur grand appareil à combustion décrit page 383, et le cuivre dans la moufle du gros thermomètre à mercure qu'ils ont surtout employé pour la détermination des quantités de chaleur dégagées par voie humide.

CHALEUR DÉGAGÉE

Par la combustion de 1 gramme de combustible dans le chlore.

NOMS des substances.	CHALEUR dégagée dans le chlore.	PRODUITS obtenus.	CHALEUR dégagée par la combustion dans l'oxygène.
Hydrogène.........	23 95	Acide chlorhydrique.	34 46
Phosphore.........	3 20	....	5 67
Cuivre............	0 87	Chlorure $Cu^3 Cl^2$	

L'intérêt que présente l'étude des phénomènes thermo-chimiques nous fait regretter de ne pouvoir exposer ici en détail les expériences faites, sur le sujet que nous venons de traiter, par M. Hess, par M. Graham et par M. Andrews. Mais la discussion des résultats obtenus par ces savants observateurs nous entraînerait hors des limites d'un ouvrage qui doit rester élémentaire.

LIVRE III

ÉLECTRICITÉ.

CHAPITRE PREMIER

§ 1. — PHÉNOMÈNES GÉNÉRAUX.

Les anciens savaient que l'ambre jaune acquiert, par la friction, la propriété d'attirer des brins de paille et quelques autres corps légers posés à une petite distance. Mais ce fait resta longtemps isolé. Vers 1550 on l'étudia de nouveau, et le docteur anglais Gilbert, en particulier, reconnut que le verre, le soufre, la résine et un grand nombre d'autres substances jouissent d'une propriété analogue à celle de l'ambre. Plus tard les observations de Gray en Angleterre, et de Dufay en France, conduisirent à généraliser encore les résultats précédents, et l'on admet aujourd'hui que tous les corps sans exception peuvent, par le frottement, acquérir la vertu attractive observée d'abord dans l'ambre, ou si l'on aime mieux devenir électriques, ce mot nouveau dérivant du nom grec ἤλεκτρον, sous lequel l'ambre était autrefois désigné.

Pour prouver que la vertu électrique, ou l'électricité peut ainsi se développer sur les corps par le simple frottement, on fait ordinairement les expériences suivantes :

1° On frotte vivement avec un morceau de drap ou de flanelle un cylindre de gomme laque ou de verre bien sec simplement tenu à la main, puis on en approche de la sciure de bois, des barbes de plume, de petits fragments de papier. Aussitôt l'on voit ces corps légers se précipiter vers lui.

2° On prend un cylindre de métal supporté sur une colonne de verre enduite de gomme laque, on le frotte ou le percutte avec une peau de chat bien sèche, et l'on constate qu'il devient alors capable d'attirer très-vivement des corps légers placés à faible distance.

Quoique cette dernière expérience ne présente aucune difficulté, si l'on cherchait à électriser un morceau de métal en le tenant directement à la main, on n'y pourrait parvenir. Aussi les

premiers auteurs qui ont traité de la matière croyaient-ils les métaux incapables de prendre directement l'électricité.

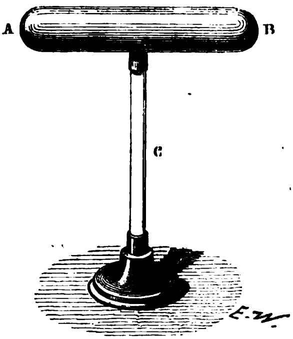


Fig. 278.

Mais voici comment on résout actuellement cette difficulté apparente.

Corps conducteurs, corps isolants. — Gray observa qu'en faisant communiquer une boule de métal et un tube de verre, soit par une tige métallique, soit par une longue corde de chanvre, il suffisait d'électriser le tube pour qu'aussitôt la boule partageât la vertu électrique. La corde et la tige conduisaient donc l'électricité du tube à la boule. Gray reconnut également que le corps humain est aussi conducteur de l'électricité, et l'on peut ajouter que le bois, la pierre, la terre, sont dans le même cas [1].

Or, lorsque la vertu électrique se partage ainsi entre deux corps conducteurs au contact, elle est d'autant moins sensible sur chacun d'eux que l'autre a des dimensions relativement plus considérables. Ainsi, dans l'expérience de Gray, l'électrisation du tube de verre se faisant toujours de la même manière, la vertu électrique de la boule était d'autant plus faible que la corde était plus longue, et devenait absolument nulle quand celle-ci touchait le sol, lequel n'est autre chose qu'un conducteur de grandeur indéfinie.

On comprend maintenant sans peine que, si l'on ne peut électriser un conducteur métallique tenu à la main, cela tient à ce

1. Quelques expériences rapportées dans les écrits d'Otto de Guéricke auraient déjà pu conduire au principe posé par Gray.

que l'électricité développée sur lui s'écoule incessamment dans la terre par la voie conductrice que notre corps lui présente.

Au contraire, la résine, le verre, l'ambre ne conduisent pas ou conduisent mal l'électricité que l'on développe sur eux. Ils ne lui permettent donc pas de s'écouler dans le globe, ou tout au moins l'écoulement ne se fait que lentement, et dès lors ils peuvent, même, quand on les tient à la main, recevoir une charge sensible. C'est pour un motif analogue qu'un cylindre de métal s'électrise quand il est supporté sur un pied de verre.

Ce qui précède suffisant pour montrer l'intérêt qu'il peut y avoir à connaître si un corps est ou non bon conducteur de l'électricité, nous allons transcrire ici des tables que l'on donne ordinairement pour distinguer les corps au point de vue de leur conductibilité.

CORPS MAUVAIS CONDUCTEURS ou isolants.	BONS CONDUCTEURS.
Spath d'Islande.	Verges, fils et plaques métalliques.
Topaze blanche.	Eau liquide.
Quartz.	Vapeur d'eau.
Verre.	Corps humain.
Les résines solides.	Bois, surtout humide.
Soufre.	Fils de lin.
Soie.	Paille.

Pour prouver commodément que le corps humain et les métaux sont bons conducteurs de l'électricité tandis que les résines solides et le verre ne le sont pas, on s'y prend de la manière suivante :

L'expérimentateur monte sur un guéridon de bois porté par des pieds de verre, et avec une tige de métal qu'il tient à la main, il touche un grand cylindre métallique électrisé. Aussitôt il acquiert la propriété d'attirer les corps légers. Il ne reçoit au contraire aucune vertu électrique, lorsqu'il touche le cylindre électrisé avec un bâton de verre ou de résine d'une suffisante longueur.

Répulsions électriques. — En observant les mouvements que prend une plume sous l'influence d'un globe de soufre électrisé, Otto de Guéricke avait reconnu qu'à l'attraction qu'elle subit d'abord, succède une répulsion manifeste. Le physicien de Magdebourg marque même qu'il pouvait promener une petite plume tout autour d'une chambre, sans la soutenir ni agir sur elle autrement que par cette répulsion.

Dufay répéta ces expériences, il en constata l'exactitude; et, remarquant que la plume attirée par le soufre ou le verre s'électrise au moment du contact, il posa d'abord en règle qu'un corps électrique attire ceux qui ne le sont pas, et repousse ceux qui le sont devenus par communication de sa vertu.

Cette règle n'a pas été infirmée depuis; seulement son auteur lui-même fut bientôt conduit à la compléter à la suite de nouvelles expériences qui lui découvrirent un des principes les plus importants de la théorie de l'électricité.

En effet, en approchant un morceau de copal frotté d'une petite feuille d'or que la répulsion d'un tube de verre électrisé maintenait suspendue en l'air, Dufay, à son grand étonnement, vit cette petite feuille venir s'appliquer contre la gomme. Tout au contraire, un autre tube de verre ou de cristal de roche frotté la repoussait énergiquement.

Hypothèse des deux fluides. — De là, comme il le remarque, résulte nécessairement l'existence de deux électricités contraires. L'une se développe sur le verre frotté avec de la laine; il l'appela électricité vitrée; l'autre se développe par friction sur la résine, elle reçut le nom d'électricité résineuse.

La facilité avec laquelle chaque électricité se partage entre des corps conducteurs mis au contact, ou se répand à leur surface, a conduit à la regarder comme une sorte de fluide. On admet donc l'existence du fluide vitré et celle du fluide résineux ; et comme deux corps se repoussent quand ils sont électrisés de la même manière, et s'attirent s'ils sont électrisés différemment, on admet que chacun des fluides électriques est caractérisé par la propriété de repousser ses propres molécules et d'attirer celles du fluide contraire.

Les expériences dont nous venons de parler peuvent se répéter très-commodément avec un appareil connu sous le nom de pendule électrique, et dont on fait très-fréquemment usage.

Cet appareil consiste simplement en une petite boule de moelle de sureau (fig. 279), suspendue par un fil de soie, à une tige de verre enduite de gomme laque. Si l'on approche un tube de verre électrisé de la boule du pendule, elle se trouve vivement attirée, puis repoussée, et dès lors elle fuit le tube constamment, quelque effort que l'on fasse pour l'en approcher de nouveau. En cet état, la boule est électrisée, car elle est capable d'attirer des barbes de plume ou de la sciure de bois; enfin il est très-aisé de constater que, tandis qu'elle est repoussée par le verre, le cristal de roche, etc., elle est au contraire attirée par les résines frottées avec de la laine.

L'espèce d'électricité que le frottement développe sur un corps

dépend de la nature du frottoir. Elle peut dépendre aussi de la température et de l'état physique du corps frottant et du corps

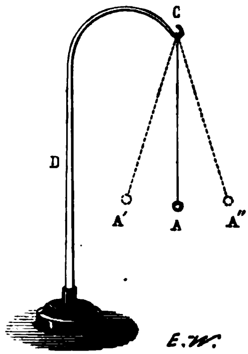


Fig. 279.

frotté. 1° Ainsi le verre frotté avec de la soie prend de l'électricité résineuse, tandis qu'avec de la laine il prend l'électricité vitrée; 2° quand on frotte l'un contre l'autre deux fragments d'une même substance, le plus échauffé prend l'électricité résineuse; 3° enfin, si l'on opère avec deux disques de verre à même température, celui dont la surface est le plus polie prend le fluide vitré.

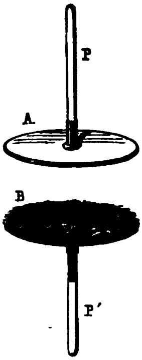


Fig. 280.

Développement simultané des deux électricités.— On ne peut donc pas affirmer à l'avance quelle électricité un corps déterminé prendra au frottement, mais ce qui est très-certain, c'est que toujours cette action physique développe à la fois les deux espèces de fluide; l'un passe sur le frottoir, l'autre sur le corps frotté.

Pour le prouver, on fixe à l'extrémité de manches de verre bien isolants les deux substances sur lesquelles on veut opérer, par exemple un disque de verre A et un disque de bois B couvert de flanelle; puis, aussitôt après la friction, on les approche alternativement d'un petit pendule électrique préalablement chargé d'un fluide connu, et l'on constate l'attraction dans un cas et la répulsion dans l'autre.

Ce phénomène du développement simultané des deux électri-

cités paraît nettement établi pour la première fois, dans un mémoire de l'académicien Leroy, publié en 1753. L'auteur y prouve que quand on fait frotter un gros globe de verre contre des coussins de cuir, ceux-ci se chargent d'électricité résineuse, le verre prenant comme d'ordinaire l'électricité vitrée. Nous décrirons bientôt une machine à l'aide de laquelle on peut reproduire commodément l'expérience de Leroy, et nous ferons connaître aussi des appareils électroscopiques plus sensibles que le pendule électrique, et avec lesquels il est aisé de vérifier dans tous les cas possibles l'exactitude du principe important que nous venons de faire connaître.

CHAPITRE II

LOIS DES ATTRACTIONS ET RÉPULSIONS ÉLECTRIQUES.

L'intensité de l'action attractive ou répulsive qu'exercent l'un sur l'autre deux éléments matériels électrisés, varie avec la distance qui les sépare, et avec la quantité de fluide qui les recouvre. Vers la fin du siècle dernier, Coulomb a cherché la loi de ces variations, et il est parvenu à les découvrir en étudiant les attractions ou répulsions réciproques de corps conducteurs assez petits et assez éloignés l'un de l'autre pour que leur action pût être assimilée à celle de deux éléments électriques. En ces circonstances, il est vrai, les forces à mesurer étaient peu considérables; mais Coulomb avait trouvé le moyen de les évaluer exactement, en leur opposant la faible réaction élastique que la torsion développe dans un fil métallique très-mince. L'appareil qui lui servait est maintenant connu sous le nom de balance électrique; nous allons en donner la description, et faire connaître la manière dont on l'emploie.

Balance électrique de Coulomb. — La balance électrique de Coulomb est représentée figure 284. SB est une grande cage cubique dont le fond est en bois, tandis que les autres parois sont formées de glaces bien transparentes; la face supérieure B est percée en son centre d'un trou rond, au-dessus duquel s'élève un tube BA, ayant environ 0^m,35 de long et 0^m,06 de diamètre. C'est à la partie supérieure de ce tube qu'est fixée la pièce qui

sert à porter et à tordre le fil. Elle constitue une des parties les plus importantes de la balance, et se compose essentiellement d'une virole de cuivre A, sur laquelle s'emboîte et tourne un couvercle métallique A′, divisé en degrés sur toute sa surface latérale. La virole fixe porte aussi quelques divisions faisant vernier avec celles du couvercle; enfin, au centre de ce dernier, est implantée

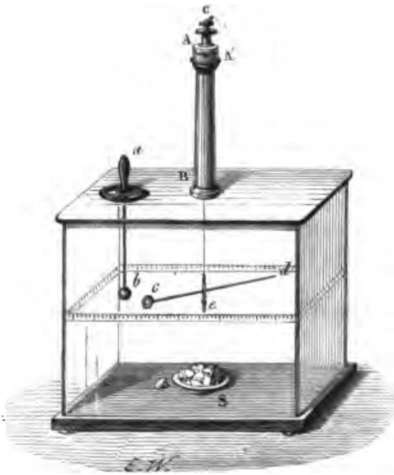


Fig. 281.

verticalement une tige de cuivre C, mobile sur elle-même à frottement dur, et terminée par une pince qui saisit l'extrémité du fil *Ce*.

Ce fil descend, suivant l'axe du tube, jusqu'au centre de la cage de verre, et y soutient dans une position horizontale, une longue aiguille de gomme laque *cd*, terminée en *c* par un disque de clinquant, et en *d* par un bourrelet de gomme laque.

Contre les parois latérales de la cage de verre, et dans le plan horizontal que l'aiguille peut décrire, se trouve collée une bande de papier sur laquelle sont tracées des divisions qui répondent à des angles au centre égaux entre eux, et à un degré. Les points 0, 90, 180, 270 se trouvent au milieu des quatre faces latérales.

Enfin, sur la face supérieure, à une distance de son centre égale à la demi-longueur de l'aiguille de gomme laque, et dans le plan qui contient le fil et le zéro des divisions, se trouve pratiquée une

ouverture par laquelle on peut introduire dans la balance une boule conductrice *b*, soutenue à l'extrémité d'une tige isolante *ab*; on la nomme ordinairement la ***boule fixe de la balance.*** La longueur de la tige isolante et sa distance à l'axe de l'appareil sont telles, que la boule mise en place touche en son milieu le disque que supporte l'aiguille mobile.

Ajoutons aussi que pour employer la balance, on commence par la régler de manière que le fil étant sans torsion, l'aiguille s'arrête sur le zéro de la division principale. Or cela se fait sans peine à l'aide du mouvement que peut prendre la pince à laquelle le fil est attaché.

Ces détails compris, il est facile de concevoir la manière dont on conduit les expériences. Nous allons rapporter l'une de celles de Coulomb.

Expériences de Coulomb. — La boule fixe ayant été introduite dans la balance avec une certaine charge électrique, l'aiguille mobile la toucha et fut repoussée à 36°. Le fil avait donc éprouvé une torsion de 36 degrés, et sa réaction élastique équilibrait la répulsion que les deux corps électrisés exerçaient l'un sur l'autre à cette distance angulaire. Le tambour supérieur fut alors tourné de manière à rapprocher l'aiguille de la boule.

Il est évident que, sans la répulsion électrique, la rotation de l'aiguille eût suivi celle du tambour, degré par degré. Mais cette correspondance de marche n'était plus ici possible, et dans l'expérience que nous décrivons, il fallut tourner le tambour de 126° pour ramener l'aiguille à 18.

La torsion du fil était donc $126 + 18$, ou 144, puisque l'aiguille se trouvait en réalité à 144° de la position où elle aurait dû arriver. Enfin Coulomb ramena l'aiguille à $8°\frac{1}{2}$ en tournant le tambour de 567° à partir de zéro, ce qui répondait à une torsion totale de $575°\frac{1}{2}$.

Pour interpréter ces résultats, il faut s'appuyer sur un principe important que nous démontrerons plus tard, et que l'on peut énoncer de la manière suivante : soit *n* l'intensité de la force qu'il faudrait faire agir à l'extrémité *c* de l'aiguille de la balance, perpendiculairement à sa direction, et dans le plan qu'elle décrit, pour la maintenir à 1 degré de sa position d'équilibre, αn sera la force qui, dans les mêmes conditions, produirait un écart angulaire égal à $\alpha°$.

Ainsi, dans le cas qui nous occupe, aux distances angulaires 36°, 18°, 8°,5, les répulsions qui s'exerçaient entre les deux corps électrisés se trouvaient équilibrées par des forces respectivement proportionnelles aux nombres 36, 144 et 575.

Or, ces nombres forment une progression géométrique dont la raison est 4, tandis que 36, 18, 8,5 en forment sensiblement une autre, dont la raison est $\frac{1}{2}$, et dès lors il semblerait naturel d'admettre que les répulsions électriques sont inversement proportionnelles aux carrés des distances qui séparent les points entre lesquels elles s'exercent.

Mais une double objection se présente. D'abord, les véritables distances de ces points sont, dans notre exemple, les cordes des arcs 36°, 18°, etc., et non pas ces arcs eux-mêmes. Ensuite, les actions électriques, dirigées suivant les cordes, ne peuvent être employées tout entières à équilibrer les forces de torsion, lesquelles sont perpendiculaires à l'aiguille. Elles n'agissent que par leurs composantes tangentielles.

Pour apprécier la valeur de ces objections, ou plutôt pour faire disparaître les difficultés qu'elles mettent en évidence, il faut sim-

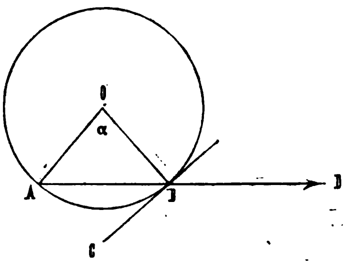


Fig. 282.

plement, dans chaque cas d'équilibre, calculer les valeurs exactes des forces et des distances correspondantes, et les comparer entre elles ; on trouve toujours alors que les premières sont réciproques aux carrés des secondes. Quant au calcul, il ne présente aucune difficulté : d'une part, en effet, on sait que dans un cercle de rayon R (fig. 282), la corde qui sous-tend un angle au centre α a pour mesure $2R \sin \frac{1}{2} \alpha$.

D'autre part, si l'on connaît la composante suivante CB d'une force dirigée suivant AB, pour déduire la grandeur de la force de celle de sa composante, il suffit de diviser cette dernière par le cosinus de l'angle ABC, ou, ce qui revient au même, par

$$\cos \tfrac{1}{2} AOB = \cos \tfrac{1}{2} \alpha.$$

Enfin, il est aisé de voir pourquoi, lorsqu'on se borne aux

écarts angulaires admis dans les expériences précédentes, on trouve que les torsions successives 36, 144 et 575 sont inversement proportionnelles aux carrés des distances angulaires directement mesurées.

Soit en général α, la distance angulaire à laquelle une torsion de T degrés maintient les deux boules, et φ l'action répulsive qui s'exercerait entre elles à l'unité de distance.

Si la loi de Coulomb est vraie, on devra avoir

$$\frac{\varphi}{4R^2 \sin^2 \frac{1}{2}\alpha} = \frac{nT}{\cos \frac{1}{2}\alpha} \quad \text{ou} \quad \frac{\varphi}{4R^2 n} = T\, tg\, \frac{1}{2}\alpha \sin \frac{1}{2}\alpha.$$

En d'autres termes le produit $T\, tg\, \frac{1}{2}\alpha \sin \frac{1}{2}\alpha$ devra être constant.

Or, tant que $\frac{1}{2}\alpha$ ne dépasse pas une vingtaine de degrés, on trouve, par le calcul direct, que le produit $tg\, \frac{1}{2}\alpha\, \sin. \frac{1}{2}\alpha$ varie proportionnellement à α^2.

Et par conséquent T, T′, T″ étant les torsions qui correspondent aux écarts α, α', α'', on devra avoir

$$T\alpha^2 = T'\alpha'^2 = T''\alpha''^2 :$$

c'est là précisément le résultat que l'observation directe fournit.

Il faut ajouter aussi que l'on chercherait vainement à atteindre une précision comparable à celle des mesures que nous avons rapportées, si l'on ne prenait le soin d'opérer rapidement et dans un air aussi sec que possible. Sans ces précautions, la déperdition incessante que l'électricité éprouve dans l'air troublerait les résultats ou au moins exigerait des corrections d'une nature particulière et dont nous parlerons bientôt.

Cas des attractions. — Lorsqu'on veut étudier les attractions électriques, on commence par tourner le tambour de la pièce supérieure, de manière à amener l'aiguille à une certaine distance de la boule fixe, soit 50°; puis on charge cette dernière et le disque d'électricités contraires, mais en quantités assez faibles pour que l'attraction ne rapproche pas trop les boules, et surtout ne les force pas à se toucher. Enfin quand on a observé un premier état d'équilibre, on en obtient d'autres en tournant le tambour de manière à écarter l'aiguille de la boule fixe.

Dans ces études sur les attractions, on s'assure ordinairement contre le contact des boules, en tendant verticalement entre elles

un fil de soie qui, lors d'une action trop forte, arrête l'aiguille et permet à l'observateur d'enlever aux boules l'excès de leur charge.

Influence des quantités d'électricité. — Après avoir déterminé la manière dont l'attraction ou la répulsion de deux molécules électriques varie avec la distance qui les sépare, Coulomb s'est occupé de l'influence que peuvent avoir sur les phénomènes les quantités de fluides en présence.

Voici une des expériences qu'il a exécutées dans ce but :

L'aiguille ayant été chargée de même électricité que la boule fixe, se trouva chassée à 48 de celle-ci. Coulomb, alors, la ramena à 28° en tournant le tambour de 120°. De sorte que la répulsion était égale à $120 + 28 = 148$.

Les choses en cet état, il toucha la boule fixe avec une autre boule isolée exactement de même dimension. Après ce contact l'aiguille se rapprocha, et pour la maintenir à 28° de distance, il fallut diminuer la torsion du fil et ramener le tambour à 44°. La répulsion qui s'exerçait alors à cette même distance de 28° n'était donc plus que $44 + 28 = 72$, c'est-à-dire très-sensiblement la moitié de la répulsion initiale 148.

Or, comme il est impossible d'admettre une inégalité entre les quantités de fluide dont sont chargées deux sphères conductrices isolées, égales, et au contact entre elles, il faut bien reconnaître que dans l'expérience citée on a réduit à moitié la répulsion de deux quantités d'électricité situées à distance constante, par cela seul que l'on a diminué la grandeur de l'une de ces quantités dans le rapport de 2 à 1.

Ainsi, les actions réciproques de deux éléments matériels électrisés croissent proportionnellement aux quantités de fluide qui les recouvrent, et de plus elles sont réciproquement proportionnelles aux distances qui séparent ces éléments. Seulement, il faut bien concevoir que ces lois sont celles qui régissent les actions électriques élémentaires ; aussi, pour les vérifier expérimentalement faut-il avoir bien soin de ne jamais employer que des corps électrisés dont les dimensions soient très-petites par rapport aux distances qui les séparent. Si en effet l'on ne se tenait pas dans ces conditions, même dans les cas où les corps agissants seraient sphériques, le problème changerait de nature ; les variations de distance amenant dans la distribution du fluide sur les corps agissants des changements qui pourraient avoir une influence appréciable sur la grandeur des actions observées.

Méthode des oscillations. — Coulomb a vérifié par une autre méthode, connue maintenant sous le nom de méthode des oscilla-

tions, l'exactitude des résultats qu'il avait obtenus en étudiant avec sa balance de torsion le phénomène des attractions et des répulsions électriques.

Lorsqu'une sphère ou une couche sphérique homogène exerce sur un point extérieur une action proportionnelle aux masses et réciproque au carré des distances, les choses se passent comme si toute la matière de la sphère ou de la couche sphérique que l'on considère était concentrée au centre.

Ce principe étant posé, admettons qu'à une certaine distance d'une grosse sphère électrisée, on suspende horizontalement, par un fil sans torsion, une toute petite tige de gomme laque équilibrée, et portant à l'un de ses bouts un disque conducteur A. Le point d'attache *o* étant supposé dans le plan horizontal qui passe par le centre de la sphère, le disque de clinquant A, quand il sera

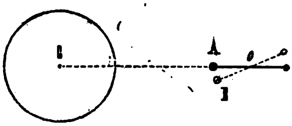


Fig. 283.

électrisé, se placera sur la ligne qui joint le point de suspension *o* au centre C (fig. 283). Il sera entre ces deux points si l'action est attractive, et de l'autre côté de *o* si elle est répulsive;

Si maintenant on vient à écarter le petit pendule de sa position d'équilibre, sans déranger le fil de suspension, il est visible que l'intensité de l'action exercée par la sphère sur lui, restera sensiblement constante en direction et en grandeur à cause de la petitesse de *o*A par rapport à *o*C.

Dès lors, le pendule électrique devra faire dans le plan horizontal qu'il peut décrire, des oscillations isochromes, puisqu'il est placé dans des conditions assimilables à celles dans lesquelles se trouve le pendule pesant soumis à l'action de la terre; et par suite, en comparant les carrés des nombres d'oscillations faites ainsi dans le même temps, à différentes distances du centre, on pourra voir comment varie l'intensité de la force.

Or, l'expérience prouve que le temps de l'oscillation est proportionnel à la distance à laquelle le pendule se trouve du centre du globe électrisé. Les carrés des nombres d'oscillations faites dans le même temps sont donc réciproques au carré des distances, et enfin il en est de même des forces.

Problème. — La connaissance de la loi des actions électriques conduit immédiatement à la solution du problème suivant.

L'aiguille d'une balance, après s'être électrisée au contact de la boule fixe, est repoussée à une distance angulaire α; ceci posé, on touche la boule avec une autre exactement pareille, de manière à lui enlever la moitié du fluide qu'elle possède; l'aiguille se rapproche alors, et l'on demande à quelle distance elle se fixe.

Soient φ et φ', les répulsions qui, dans les deux cas, s'exerceraient entre la boule et le disque à la distance 1; x, l'écart angulaire cherché, n la force de torsion pour un degré et R la distance qui sépare le centre de mouvement de ceux de la boule fixe et de la boule mobile, au moment du premier équilibre; on a entre les quantités que nous venons de définir la relation

$$\frac{\varphi}{4R^2 \sin^2 \frac{1}{2}\alpha} = \frac{n\alpha}{\cos \frac{1}{2}\alpha} \quad \text{ou} \quad \frac{\varphi}{4R^2 n} = \alpha \, tg \frac{1}{2}\alpha \sin \frac{1}{2}\alpha.$$

à l'instant du second équilibre on a de même

$$\frac{\varphi'}{4R^2 \sin^2 \frac{1}{2}x} = \frac{nx}{\cos \frac{1}{2}x} \qquad \frac{\varphi'}{4R^2 n} = x \, tg \frac{1}{2}x \sin \frac{1}{2}x$$

mais

$$\frac{\varphi}{\varphi'} = 2$$

donc

$$2 = \frac{\alpha}{x} \, \frac{tg \frac{1}{2}\alpha \sin \frac{1}{2}\alpha}{tg \frac{1}{2}x \sin \frac{1}{2}x}.$$

Si α ne dépasse pas une quarantaine de degrés, on peut admettre que le rapport

$$\frac{tg \frac{1}{2}\alpha \sin \frac{1}{2}\alpha}{tg \frac{1}{2}x \sin \frac{1}{2}x} = \frac{\alpha^2}{x^2}$$

et par suite l'équation qui donne x devient simplement

$$2 = \frac{\alpha^3}{x^3}.$$

CHAPITRE III

DÉPERDITION DE L'ÉLECTRICITÉ PAR LES SUPPORTS ET PAR L'AIR.

§ 1. — PERTES PAR LES SUPPORTS.

Dans l'étude expérimentale de l'électricité, on est souvent gêné par la rapidité avec laquelle se dissipe le fluide que l'on développe ou dépose sur les corps conducteurs, même quand ils sont soutenus par des pieds de verre enduits de gomme laque. En général, cette déperdition se fait à la fois par l'air et par les supports, et elle est surtout très-rapide, quand le temps est humide, parce qu'une atmosphère chargée de vapeurs ou des supports à demi mouillés, offrent à l'électricité un facile écoulement vers le sol. Dufay avait remarqué ces propriétés conductrices de l'eau; aussi recommande-t-il de bien sécher les tubes de verre que l'on emploie pour supports dans les expériences électriques; et, dans des Mémoires presque contemporains de ceux de Dufay, l'abbé Nollet se plaignant de ne pouvoir répéter sûrement dans une salle pleine de monde, des expériences qu'il lui était toujours aisé de réussir quand il était seul, attribuait ces difficultés à la vapeur répandue dans l'atmosphère par la respiration d'un nombreux auditoire.

Pertes par les supports. — Lorsqu'on veut analyser les effets dus à ces différentes causes de déperdition de l'électricité, il faut autant que possible les isoler les uns des autres; et l'on y arrive de la manière suivante. Il n'y a pas de substance connue qui isole parfaitement l'électricité; mais certaines résines opposent à son mouvement une grande résistance; ainsi, lorsqu'on touche avec de minces cylindres de gomme laque un conducteur qui n'est pas très-fortement chargé, ces cylindres, même après un long contact, ne présentent quelques traces de fluide qu'à une petite distance de l'extrémité par laquelle ils communiquaient à la source; un peu plus loin, ils sont complétement à l'état naturel Partant de là, Coulomb a pensé que de faibles charges électriques pourraient bien être isolées complétement par des supports de gomme laque, minces et d'une suffisante longueur.

L'expérience a vérifié ces conjectures, et voici en quoi consistent les vérifications dont il s'agit.

La boule fixe et la boule mobile d'une balance de torsion ayant des dimensions parfaitement égales, on les soutient toutes deux par des aiguilles de gomme laque de même longueur et de même section, et après leur avoir communiqué de l'électricité de même nom, on les amène à une distance déterminée, 20° par exemple, en donnant au fil une torsion convenable; puis on observe à des intervalles de temps égaux, les pertes qu'a éprouvées leur répulsion réciproque; en d'autres termes, on cherche de combien, au bout de ces intervalles de temps, il faut détordre le fil pour maintenir les boules à la distance constante de 20°, et l'on tient note des résultats obtenus.

On recommence ensuite l'expérience en supportant chacune des deux boules par deux ou trois fils identiques à ceux que l'on avait d'abord employés, et l'on cherche de même la loi du décroissement progressif de la répulsion qui s'exerce entre elles à la même distance de 20°. Or, quand on opère ainsi, on trouve ordinairement que la répulsion commence par décroître plus vite dans le second cas que dans l'autre; mais bientôt on atteint une limite à partir de laquelle les pertes dans le même temps deviennent identiques; bien évidemment alors, les supports n'exercent plus d'influence sur le phénomène de la déperdition, en d'autres termes ils sont complétement isolants.

Avec les longueurs des supports, croissent les quantités de fluide qu'ils peuvent isoler; et dans le cas très-simple où les boules de la balance sont égales, ainsi que les tiges par lesquelles elles sont soutenues, on voit que les longueurs de ces dernières sont proportionnelles aux répulsions totales qui ont lieu au moment où commence l'isolement absolu. Il en résulte que les quantités d'électricité qui peuvent être isolées par un support de nature et d'épaisseur déterminées, varient proportionnellement à la racine carrée de la longueur qu'on lui donne.

En effet, la répulsion F que l'on observe dans une première expérience, au moment où commence l'isolement par les supports, est proportionnelle au produit des quantités de fluide accumulées sur chacune des deux boules, ou si l'on aime mieux au carré Q^2 de l'une d'elles, puisque les deux boules sont égales; on a donc entre F et Q une relation de la forme $F = \alpha Q^2$, α étant un coefficient qui dépend de la distance.

Dans une seconde expérience faite avec des supports d'une autre longueur, on a également, quand la limite est atteinte: $F' = \alpha Q'^2$. α est le même dans les deux cas, puisque, par hypo-

thèse, les boules et leurs distances réciproques sont restées ce qu'elles étaient d'abord. Or, si l'on désigne par l et l' les longueurs des tiges isolantes dans les deux expériences successives, on trouve par observation que $\frac{F}{F'} = \frac{l}{l'}$; donc $\frac{l}{l'} = \frac{Q^2}{Q'^2}$, et par suite $\frac{Q}{Q'} = \sqrt{\frac{l}{l'}}$.

La température a une influence notable sur la déperdition de l'électricité par les supports de soufre, de copal et de gomme laque. Un échauffement même peu considérable, enlève à ces derniers beaucoup de leur fôrce isolante, et c'est un point auquel on doit avoir égard dans les expériences précises faites avec la balance de torsion. Il en résulte en effet, qu'un mode de suspension qui conviendrait l'hiver pour isoler complétement certaines charges électriques, pourrait devenir l'été complétement insuffisant.

Enfin des expériences ont été tentées pour comparer les résistance que les deux fluides électriques éprouvent dans leur mouvement sur les corps isolants; et elles paraissent établir que, pour le fluide résineux, cette résistance est moindre que pour le fluide vitré, toutes choses étant, bien entendu, parfaitement égales d'ailleurs.

§ 2. — PERTES PAR L'AIR.

Pertes par l'air. — Lorsqu'on veut étudier la déperdition d'électricité qui se fait dans une balance de torsion, par le seul contact du gaz qui la remplit, on choisit l'aiguille et le support de la boule fixe, de nature et longueur telles qu'aucune perte ne puisse avoir lieu par cette voie, au moins pour les charges avec lesquelles on opère; alors, par des observations faites à des intervalles de temps égaux entre eux, on constate les pertes éprouvées dans chacun de ces intervalles. En cherchant ainsi la loi des pertes dans l'air atmosphérique ordinaire, Coulomb a vu que, pour un même état du gaz, elles sont des fractions constantes des forces répulsives moyennes qui ont lieu pendant les temps auquel elles se rapportent.

Nous transcrivons ici le tableau d'une des expériences de ce physicien :

Tableau relatif à la déperdition de l'électricité par l'air.

ÉPOQUES des expériences.	DISTANCE des balles.	TORSION du micromètre.	FORCE répulsive moyenne entre deux observations.	RAPPORT de la force électrique perdue à la minute à la force moyenne.
6h 32′ 30″	30°	120	140	$\frac{1}{40}$
6 38 15	*id.*	100	120	$\frac{1}{38}$
6 44 30	*id.*	80	100	$\frac{1}{42}$
6 53 0	*id.*	60	80	$\frac{1}{40}$
7 3 0	*id.*	40	60	$\frac{1}{42}$
7 17 0	*id.*	20		

Le jour où fut faite cette expérience, l'hygromètre marquait 75, et la perte de force répulsive moyenne à la minute était, comme on voit, $\frac{1}{40}$ très-sensiblement.

En opérant à même température, même pression, et avec la même balance, Coulomb trouva $\frac{1}{43}$ pour valeur de cette perte moyenne, un jour où l'hygromètre marquait 87, et $\frac{1}{56}$ seulement un autre jour où l'hygromètre n'indiquait plus que 69.

La loi de déperdition qui se manifeste dans les expériences que nous venons de rapporter peut s'énoncer d'une autre manière.

Loi de Coulomb. — On peut dire : qu'à distance constante, la répulsion de deux boules chargées primitivement de quantités de l'électricité égales, décroît en progression géométrique, lorsque e temps croît en progression arithmétique. Soient en effet a, b, c, trois valeurs consécutives de la force répulsive, observées à des intervalles de temps égaux.

On a, d'après Coulomb,

$$\frac{a-b}{\frac{1}{2}(a+b)} = \frac{b-c}{\frac{1}{2}(b+}$$

on en déduit

$$\frac{a-b}{b-c}=\frac{a+b}{b+c}$$

et par suite,

$$\frac{a}{b}=\frac{b}{c}.$$

On aurait de même

$$\frac{b}{c}=\frac{c}{d} \quad \text{etc.}$$

Donc déjà les valeurs a, b, c, etc., décroissent en progression géométrique. Quant à la valeur x de la raison de cette progression, il est facile de la déduire de la valeur de la fraction constante

$$\frac{a-b}{\frac{1}{2}(a+b)}$$

que nous représenterons par m. En effet, si l'on a par définition

$$\frac{a-b}{\frac{1}{2}(a+b)}=m,$$

on en déduit

$$a-b=\frac{1}{2}m(a+b)$$

ou

$$1-\frac{b}{a}=\frac{1}{2}m\left(1+\frac{b}{a}\right).$$

De là

$$x=\frac{b}{a}=\frac{1-\frac{1}{2}m}{1+\frac{1}{2}m}.$$

On peut aussi conclure de ce qui précède, que dans les expériences de Coulomb, la quantité d'électricité accumulée sur chaque boule décroissait elle-même en progression géométrique.

En effet, si comme nous l'avons déjà supposé plus haut (p. 406), les deux boules sont égales, la répulsion est à chaque instant pro-

portionnelle au carré de la quantité de fluide que chacune possède. En d'autres termes on a

$$F_0 = \alpha \, Q_0^2$$

et

$$F_t = \alpha \, Q_t^2.$$

Si donc

$$F_t = F_0 \, a^t$$

on aura

$$Q^2_t = Q_0^2 \, a^t$$

et

$$Q_t = Q_0 \, (\sqrt[2]{a})^t.$$

On a dès lors admis comme *probable*, que cette loi géométrique représente encore celle de la déperdition que subirait l'électricité accumulée sur une sphère isolée et qui ne serait soumise à aucune influence extérieure.

Coulomb pensait en effet qu'il en est ainsi ; et à l'appui de cette opinion il fait remarquer qu'ayant observé le même jour, dans la même balance, le décroissement de la répulsion qui s'exerçait à distance constante entre des corps de forme et de grandeur très-différentes, il trouva que pour tous, il était, à la minute, la même fraction de la force répulsive moyenne qui existait pendant cette minute.

Recherches de M. Matteucci. — Toutefois, avant d'accorder pleine confiance à une extension de ce genre, il est indispensable de tenir sérieusement compte d'une observation importante faite par M. Matteucci.

En observant, à même température et dans une même balance, la déperdition de répulsion électrique dans l'air sec, d'abord pour une distance de 26°, puis pour une distance plus grande et égale à 36°, ce physicien a vu que le coefficient de la perte [1] était dans le second cas beaucoup moindre que dans l'autre, et

1. Nous entendons par là le rapport entre la force perdue pendant une minute et la force moyenne relative à l'époque de l'observation.

l'on conçoit fort bien, en effet, que la distance des boules puisse avoir une influence notable dans le phénomène de la déperdition, puisque avec leur position relative, varie la répulsion que les fluides en présence exercent l'un sur l'autre.

Quand la distance absolue des boules est plus grande, quand les quantités d'électricité employées sont moindres, l'influence doit être beaucoup plus faible. C'est ce qui arrivait sans doute dans les expériences de Coulomb, qui opérait avec une balance plus grande et plus sensible que celle de M. Matteucci. Mais pourtant, comme le remarque le savant italien, il serait prématuré d'affirmer que les causes perturbatrices dont nous indiquons l'existence n'avaient aucune action appréciable dans les expériences de l'électricien français.

Il est une autre remarque que les travaux de M. Matteucci rendent nécessaire.

Coulomb avait reconnu que l'état hygrométrique de l'air de la balance exerce une grande influence sur la valeur du coefficient de la déperdition électrique. M. Matteucci a pleinement confirmé ce résultat. Mais de plus, et ce fait est fort important, il a reconnu qu'à une température bien fixe, et dans un air absolument sec, le coefficient de la perte, toutes choses égales d'ailleurs, n'a pas une valeur égale à la dixième partie de celle qu'il possède dans une atmosphère dont l'état hygrométrique est un peu considérable.

De là résulte que dans les expériences de Coulomb, la plus forte partie des pertes éprouvées à la minute se trouvait due à l'humidité atmosphérique, et par suite les résultats de ces expériences ne peuvent être appliqués qu'avec réserve au cas où la perte se ferait dans un air absolument sec.

Problème sur la déperdition de l'électricité par l'air. — Pour terminer cette discussion relative à la loi de déperdition assignée par Coulomb, nous allons montrer par un exemple quel usage on peut en faire dans les cas où elle est réellement l'expression des phénomènes.

Les deux boules de la balance, chargées d'un même fluide, se repoussent à une distance angulaire égale à α, à l'origine du temps. Le jour de l'expérience, le coefficient de la perte à la minute, mesuré comme nous l'avons expliqué, est égal à m; on demande à quelle distance α', les boules se trouveront au bout du temps t.

Soit F_0 la force répulsive à l'origine du temps, et φ ce qu'elle serait à l'unité de distance; soit de plus R la longueur de l'aiguille et n la force de torsion pour 1°.

On a d'abord

$$F_u = \frac{\alpha n}{\cos \frac{1}{2} \alpha} = \frac{\varphi}{4R^2 \sin^2 \frac{1}{2} \alpha}$$

d'où

$$\varphi = 4R^2 n \, \alpha \, tg \, \frac{1}{2} \alpha \, \sin \frac{1}{2} \alpha.$$

Au bout du temps t, d'après la loi de déperdition admise, la répulsion φ' qui s'exercerait à l'unité de distance, serait égale à

$$\varphi \times \left(\frac{1 - \frac{1}{2} m}{1 + \frac{1}{2} m} \right)^t.$$

Si l'on désigne alors par α' l'angle d'écart qui sera observé, on aura, pour le déterminer, la relation

$$\varphi' = 4R^2 n \, \alpha' \, tg \, \frac{1}{2} \alpha' \, \sin \frac{1}{2} \alpha' = \left(\frac{1 - \frac{1}{2} m}{1 + \frac{1}{2} m} \right)^t 4R^2 n \, \alpha \, tg \, \frac{1}{2} \alpha \, \sin \frac{1}{2} \alpha$$

Ou, si l'on suppose les angles assez petits,

$$\alpha'^3 = \left(\frac{1 - \frac{1}{2} m}{1 + \frac{1}{2} m} \right)^t \alpha^3.$$

Enfin, c'est ici le lieu de faire connaître l'influence que peut avoir, sur la vitesse de déperdition de l'électricité, la densité de l'air dans lequel elle s'opère.

Influence de la pression de l'air sur la déperdition. — Lorsqu'on cherche à électriser un corps au milieu d'une enceinte toujours identique, mais dans laquelle on peut raréfier l'air à différents degrés, on trouve toujours que :

La quantité de fluide retenue par le corps est d'autant plus faible que la densité du gaz est moindre;

Mais une fois l'état initial régularisé,

La déperdition progressive qui se manifeste, est d'autant plus lente que l'air environnant est plus raréfié.

A l'appui de cette assertion, on peut citer les expériences suivantes :

Les anciens électriciens Hausbée et Gray avaient remarqué que dans un vide approché, des corps faiblement chargés peuvent conserver longtemps le fluide qui leur a été communiqué; M. Harris, M. Bequerel ont vérifié le fait, et M. Matteucci l'a varié de la manière suivante :

« Sous une cloche A (fig. 284), il suspendit à un fil de cocon *ab* une mince aiguille de gomme laque qui supportait à l'une de ses extrémités une très-petite aiguille aimantée *de*, et à l'autre une balle de sureau *c*. Dans la même cloche il fixait une tige de gomme laque qui portait aussi une balle de sureau *h*. Enfin une division était tracée en *q* sur le pourtour de la cloche. Le tout étant disposé sur la platine d'une machine pneumatique, et l'air intérieur restant à 0,757 de pression, il électrisa les boules *h* et *c* à l'aide de la tige *ikl* qui passait dans la boîte à l'aide de laquelle la cloche se trouvait fermée. L'aiguille, d'abord chassée à 40°, revint au zéro au bout de 4h5'.

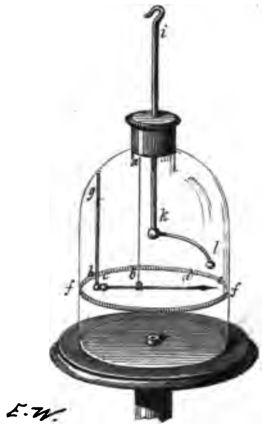


Fig. 284.

« Il répéta ensuite la même expérience en établissant sous la cloche une pression de 400mm. L'aiguille, d'abord chassée à 38°, se trouvait encore à 13° du zéro au bout de 14h15'. »

Ces premières expériences montrent avec quelle lenteur de faibles charges électriques se perdent dans l'air raréfié. Elles prouvent donc l'exactitude de la seconde des deux propositions que nous avions énoncées. Ce qui va suivre servira de démonstration à l'autre.

« La boule de la balance de Coulomb, munie de sa tige isolante et de son couvercle est placée dans l'axe d'une cavité cylindrique de métal mise en communication avec le sol, et ayant 10 centimètres de diamètre (fig. 285). On recouvre le cylindre et la boule avec une grande cloche de verre, qui porte en haut, une tubulure dans laquelle on fait glisser une boule métallique semblable à celle de la balance; puis on fait toucher les deux boules, et l'on épuise l'air en s'arrêtant, dans différentes expériences successives, à des degrés de vide inégaux. Dans chaque cas, à l'aide d'une bouteille de Leyde toujours chargée avec le même nombre de tours de la machine, on électrise la boule de la balance de

Coulomb qui est sous la cloche; on retire avec un manche isolant la tige métallique A, on rend l'air, et l'on porte rapidement la boule de la balance dans la balance même pour mesurer la quantité d'électricité qu'elle a retenue dans l'opération; or, en

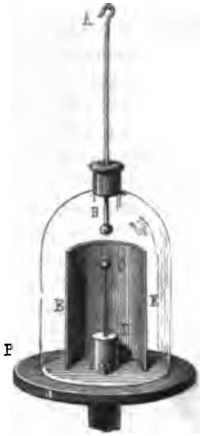


Fig. 285.

opérant ainsi sous toutes les pressions comprises entre 5 et 760 millimètres, on trouve que les quantités de fluide restées sur la boule varient dans les mêmes rapports que les pressions ou densités de l'air intérieur. » (Matteucci, *Ann.*, t. XXVIII, 3e série).

CHAPITRE IV.

ÉLECTRISATION PAR INFLUENCE. — ÉLECTROSCOPES. — MACHINES ÉLECTRIQUES.

§ 1. — DÉVELOPPEMENT DE L'ÉLECTRICITÉ PAR INFLUENCE.

Dufay et Gray avaient constaté, dès 1733, qu'un conducteur isolé donne des signes électriques aussitôt qu'on le place dans le voisinage d'un autre corps chargé de fluide libre; et Gray, en particulier, marque que, dans ses expériences, la plus courte

distance des conducteurs atteignait quelquefois 47 pouces anglais, sans que l'effet cessât de se manifester.

Ces observations très-nettes suffisaient pour établir le fait du développement de l'électricité par influence.

Toutefois, l'analyse de ce curieux phénomène ne fut complétée que longtemps plus tard. Nous allons la présenter sous la forme qu'on lui donne ordinairement.

D'un corps A convenablement chargé d'électricité vitrée on approche un cylindre métallique B supporté par un pied isolant, et portant à chacune de ses deux extrémités un pendule électrique (fig. 286) dont la tige et le fil sont bons conducteurs. Aussitôt, et

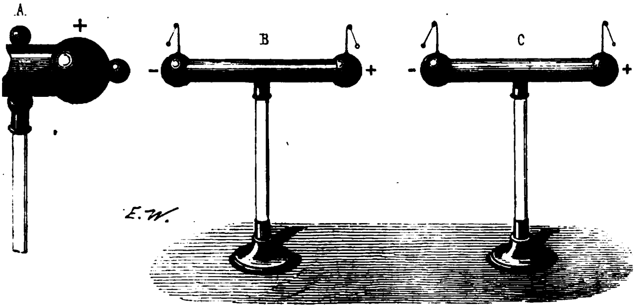


Fig. 286.

à une distance qui peut être assez considérable, on voit les deux petites balles de sureau se relever; le cylindre B est donc électrisé. Alors, si l'on approche lentement de la première balle un bâton de résine frotté, on voit qu'elle est repoussée. Le second pendule est au contraire attiré par la résine et chassé par le verre, et l'on en conclut nécessairement qu'il est électrisé vitreusement, tandis que le premier est chargé de fluide résineux.

Les choses étant en cet état, si l'on décharge brusquement le corps A en le mettant en communication avec le sol, tout signe électrique disparaît dans le conducteur B.

Pour expliquer ce retour subit de B à l'état naturel, on admet que les deux fluides vitrés et résineux y existent à l'état de combinaison ou de fluide neutre. L'influence de l'électricité vitrée de A détruit cette combinaison; le fluide résineux est attiré dans la portion de B la plus voisine de A, et le fluide vitré repoussé à l'autre extrémité; mais aussitôt que l'influence cesse, l'attraction

réciproque des électricités séparées les porte de nouveau à se réunir.

Si pendant que l'influence de A sur B persiste, on vient à toucher ce dernier en un point quelconque de sa surface, le fluide vitré se trouve ou chassé dans le sol, ou neutralisé par une égale portion de fluide résineux, qui, au contact du doigt, passe sur B. Aussi, le contact une fois intercepté, si l'on fait cesser l'influence de A, B reste chargé de fluide résineux.

Il faut bien remarquer en outre, que pour trouver le conducteur B très-visiblement chargé de fluide résineux au moment où A rentre à l'état naturel, il suffit d'avoir laissé l'influence durer un temps un peu considérable; et la raison en est que l'air et les supports n'étant jamais parfaitement isolants, le fluide repoussé se perd insensiblement par ces voies, tandis que l'autre reste maintenu par l'attraction de l'électricité influente.

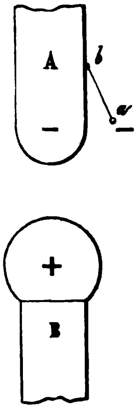


Fig. 287.

On doit enfin ajouter aux détails précédents que si, à la suite du cylindre B, on en mettait un ou plusieurs autres B', B'',... chacun d'eux influerait à distance sur le suivant : on trouverait alors à tous les bouts tournés du côté de A du fluide résineux, et du fluide vitré aux autres extrémités.

Si dans l'expérience fondamentale qui sert à montrer le développement de l'électricité par influence sur un cylindre isolé, on craignait que l'action directe de la machine ne fût la cause de la divergence du pendule le plus voisin, on pourrait, comme l'indique M. Riess, placer le conducteur isolé verticalement au-dessus de celui qui doit agir sur lui. La figure 287 représente la disposition des pièces. Dans ce cas, il est impossible d'attribuer les mouvements des pendules à l'action directe de la machine, puisque cette action ne peut évidemment donner de résultante horizontale sensible dans les conditions où l'on opère.

§ 2. — ÉLECTROSCOPES.

Électroscopes de Gilbert et de Dufay. — Il est souvent très-utile d'avoir à sa disposition des appareils d'une grande sensibilité, à l'aide desquels on puisse facilement reconnaître : 1° si un corps est électrisé; 2° de quelle espèce d'électricité il est chargé. La disposition des *électroscopes* est très-variable; celui que Dufay employait[1] consistait en une aiguille de verre AB (fig. 288), mobile horizontalement sur la pointe d'un long pivot vertical D, également de verre. Cette aiguille portait à l'une de ses extrémités une petite boule de cuivre creuse A qui se trouvait équilibrée par un contre-poids en verre B placé à l'autre extrémité.

Quand la boule de cuivre, à l'état naturel, était attirée par un corps, on en concluait que ce dernier était électrisé; et pour savoir ensuite de quelle électricité il se trouvait chargé, on donnait successivement à la boule de l'électricité vitrée et de l'électricité résineuse, et l'on voyait dans quel cas elle se trouvait repoussée par le corps que l'on éprouvait.

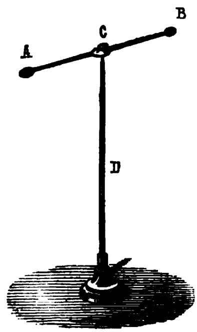


Fig. 288.

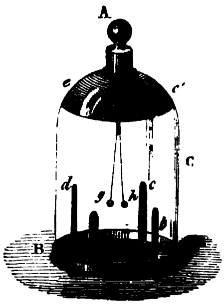


Fig. 289.

Électroscope ordinaire. — Le plus ordinairement, les électroscopes sont construits de la manière suivante (fig. 289) : une petite cloche de verre tubulée, dont la hauteur et le diamètre

1. Longtemps avant Dufay, le docteur Gilbert constatait qu'un corps était électrisé, en le faisant agir sur une aiguille de métal mobile horizontalement sur la pointe d'un pivot également métallique.

peuvent varier entre 1 et 2 décimètres, reçoit dans sa tubulure supérieure un bouchon métalique qu'il s'y fixe à la gomme laque. Ce bouchon se termine extérieurement par une boule A, et à sa partie inférieure il porte deux attaches très-voisines auxquelles on fixe, à l'aide de petits anneaux métalliques, soit deux fils fins de métal, terminés par de très-petites balles de sureau *g* et *h*, soit deux pailles minces.

La cloche repose sur un disque de métal auquel sont également fixées deux lames de cuivre verticales, orientées de telle sorte que les pendules P et P′ les rencontrent nécessairement dans leurs plus grands écarts. Souvent aussi, l'on préfère coller en *a*, *b*, *c* et *d*, des lanières d'étain assez étroites et très-minces. On a soin de bien sécher le verre au moment où l'on ferme l'instrument, et enfin on recouvre toute sa partie supérieure environ jusqu'au tiers de sa hauteur, d'une couche continue de vernis à la gomme laque.

Lorsqu'on touche le bouton A avec un corps électrisé, les pendules divergent aussitôt, et gardent leur divergence d'autant plus longtemps que l'air est plus sec. Or, quand ils sont ainsi écartés l'un de l'autre, rien n'est plus facile que de reconnaître de quelle électricité ils sont chargés. Il faut pour cela approcher lentement du bouton un bâton de résine frotté; si la charge est vitrée, les pendules se rapprochent, parce que leur électricité est appelée en A par l'attraction de la résine; si au contraire la charge est résineuse, la répulsion augmente, parce que l'électricité du bouton sera refoulée dans les balles *g* et *h*.

Il est essentiel, quand on fait cette expérience, d'approcher *lentement* le cylindre de résine; si en effet on le présentait trop brusquement au bouton, lorsque les pendules sont chargés de fluide vitré, ils pourraient, après s'être rapidement rapprochés, diverger de nouveau; et comme on n'observerait nettement que ce dernier effet, on porterait un jugement faux sur l'espèce du fluide primitivement donné à l'instrument.

Il est presque inutile de remarquer : 1° que la cloche préserve les pendules de toute agitation de l'air; 2° que l'enduit de gomme laque empêche l'électricité du bouton de se répandre sur le verre. Enfin les petites lames métalliques *a*, *b*, *c*, *d* s'opposent à ce que les pendules aillent, dans leurs plus grands écarts, frapper la paroi intérieure de la cloche et y déposer de l'électricité qui, en y adhérant souvent très-longtemps, serait une cause de trouble dans les expériences.

Pour charger ces appareils d'une électricité connue, au lieu d'en toucher le bouton avec un bâton de résine ou un tube de

verre frotté, il vaut mieux avoir recours au développement d'électricité par influence, et cela de la manière suivante :

On met le doigt sur la garniture métallique, puis on approche à une certaine distance un bâton de résine frotté; et pendant que son influence dure, on enlève le doigt; enfin on écarte le cylindre influent, et aussitôt les pendules se mettent à diverger. On conçoit en effet, d'après les principes précédemment posés, que ces pendules doivent être chargés de fluide vitré, car l'électricité résineuse provenant de la décomposition du fluide neutre de la garniture a été chassée dans le sol.

Électroscope de Coulomb. — Coulomb a construit un électroscope très-sensible que l'on peut, jusqu'à un certain point, regarder comme un perfectionnement de celui de Dufay (fig. 290). La pièce

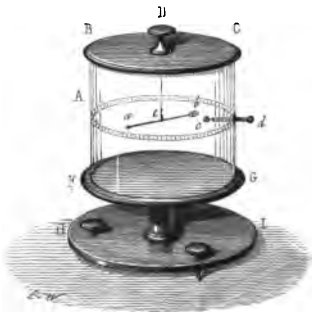


Fig. 290.

principale est une aiguille de gomme laque horizontale *ab* portant à l'une de ses extrémités un disque de clinquant, et à l'autre un petit bourrelet de résine qui sert à faire équilibre. Elle est soutenue au milieu d'un vase cylindrique de verre AFG par un fil de cocon *e*, et à la hauteur du plan qu'elle peut décrire.

La paroi latérale est percée d'un trou que traverse une petite tige de cuivre terminée en boule à ses deux extrémités.

La cheville B, qui soutient le fil de cocon, étant tournée de manière à ce que le disque de clinquant *b* s'applique contre l'extrémité *c* de la tige métallique *cd*, il est évident que si on électrise celle-ci en *d*, le disque s'électrisera aussi par communication, et l'aiguille sera repoussée. Il est évident que quand l'aiguille est repoussée par la tige, si l'on approche du bout *d* de celle-ci, un corps chargé de même électricité qu'elle, la répul-

sion augmentera; elle diminuerait si le corps influent était chargé de fluide contraire.

Enfin on connait sous le nom d'électroscope de Henley un petit appareil (fig. 291) que l'on fixe souvent sur les conducteurs des

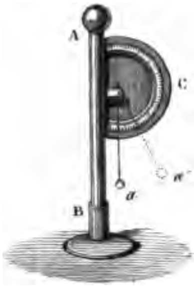


Fig. 291.

machines électriques, et qui sert à en mesurer la charge; cet électroscope n'est autre chose qu'un simple pendule électrique. La tige AB et celle qui supporte la boule sont en ivoire et conduisent bien l'électricité; le cadran C sert à mesurer la divergence.

§ 3. — DES MACHINES ÉLECTRIQUES.

Machine d'Otto de Guéricke.— On donne ordinairement le nom de machines électriques à des appareils disposés de manière à

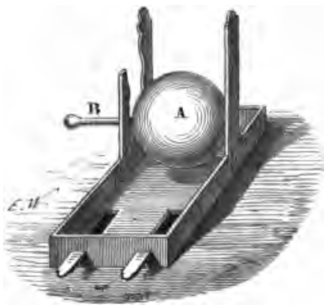


Fig. 292.

recueillir les quantités d'électricité, souvent considérables, que l'on peut développer sur les corps par le frottement. C'est Otto de Guéricke qui doit être considéré comme l'inventeur de ces appareils. La pièce principale de celui qu'il imagina, était un gros globe de soufre traversé par un axe métallique, à l'aide duquel on pouvait lui imprimer une rotation rapide (fig. 292). Lorsque le globe était en mouvement, il suffisait d'appuyer la main sur sa surface, pour que le frottement y développât une quantité d'électricité considérable.

Depuis, au globe de soufre, on substitua des globes de verre, et à la main, des frottoirs en cuir ou autres substances. Enfin l'on s'arrangea de manière à recueillir sur des cylindres métalliques isolés l'électricité développée par le frottement. Mais ce ne fut qu'en 1766 que l'on construisit en Angleterre des machines dans lesquelles le globe de verre se trouva remplacé par une roue de même substance, comme on le pratique encore maintenant.

Machine électrique ordinaire. — La pièce principale de nos machines électriques ordinaires (fig. 293) est en effet une roue ou plateau de verre CC fixé en son centre à un axe métallique D, et pouvant tourner verticalement entre deux paires de frottoirs *aa'*, *ee'*, que supporte un montant de bois BB'. Le montant soutient aussi l'axe de la roue ; il est solidement fixé sur une table de bois très-basse. Sur cette table s'implantent en outre quatre ou six colonnes de verre, enduites de gomme laque, destinées à supporter le système des conducteurs sur lesquels on se propose de recueillir l'électricité, et qui consistent en de gros tubes de cuivre creux AA'G, terminés par des portions de sphère. Le plus souvent ces conducteurs forment les trois côtés d'un rectangle horizontal dont le plan passerait par le centre de la roue et leurs extrémités libres portent chacune un fer à cheval de cuivre *bb'* dont les branches sont contenues dans le plan du rectangle, et dont l'ouverture est voisine de l'axe de rotation. Ces branches sont garnies de pointes à l'intérieur, et le plateau tourne entre elles sans les toucher nulle part.

Les portions du plateau qui passent entre les frottoirs y prennent de l'électricité vitrée. Puis, quand la rotation les amène à la hauteur du conducteur, elles agissent par influence sur son fluide neutre, et en attirent la partie résineuse qui, s'échappant par les pointes, vient remettre le plateau à l'état naturel, tandis que le fluide vitré devenu libre se répand sur l'appareil et le charge.

Mais la charge ne s'accroît pas indéfiniment. La déperdition qui se fait incessamment par l'air et les supports arrête bientôt l'accumulation ; et d'ailleurs, quand cette cause de limitation n'existerait pas, il arriverait nécessairement un moment où le

fluide vitré recueilli, contrariant l'action influente de l'électricité de la roue, empêcherait une nouvelle décomposition du fluide neutre des conducteurs. La limite serait surtout rapidement

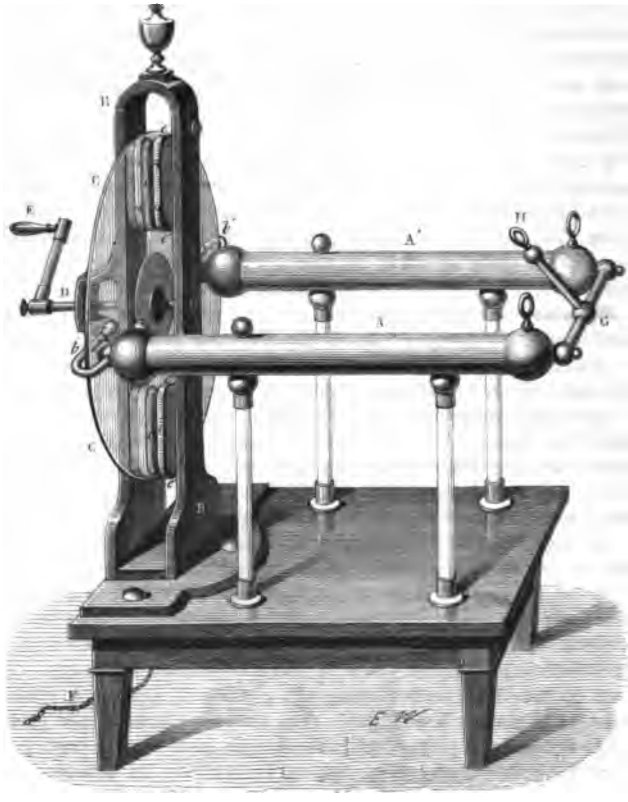


Fig. 293.

atteinte si les coussins étaient isolés, parce qu'alors l'électricité résineuse qu'ils conserveraient s'opposerait énergiquement au développement du fluide vitré sur le plateau. Aussi le physicien Leroy, dans un travail que nous avons déjà cité plus haut, établit nettement que, pour bien charger une machine, il faut mettre les coussins en exacte communication avec le sol.

Enfin l'expérience prouve que pour obtenir avec ces appareils les meilleurs effets possibles, il faut en recouvrir les coussins d'amalgame d'étain, ou mieux de bisulfure d'étain (or mussif).

La machine que nous venons de décrire ne donne que de l'électricité vitrée.

Machine de Nairne. — Vers 1772, Le Roy en France, et Nairne en Angleterre, firent connaître des appareils à l'aide desquels on peut obtenir soit l'un, soit l'autre des deux fluides.

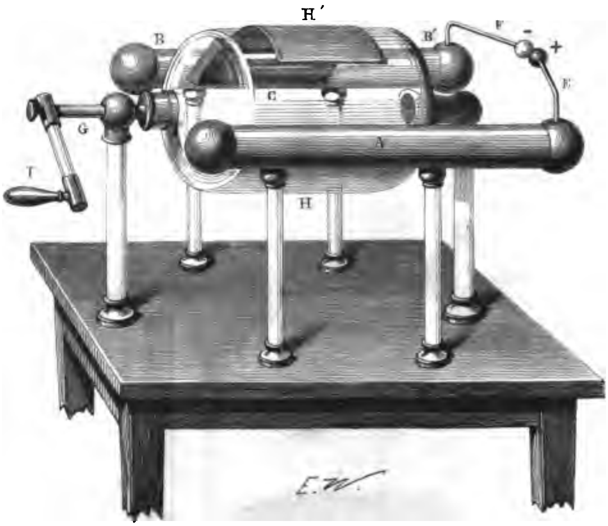


Fig. 294.

Nous décrirons la machine de Nairne, parce qu'elle se trouve plus ordinairement dans les cabinets de physique (fig. 294).

C, cylindre isolé de verre soutenu par un axe horizontal G, que l'on met en mouvement à l'aide de la manivelle I.

BB', conducteur de cuivre soutenu par des colonnes isolantes et portant un coussin contre lequel frotte le cylindre de verre pendant sa rotation.

A, conducteur de cuivre isolé, armé de pointes du côté du cylindre C. Ce conducteur recueille l'électricité vitrée développée sur le verre par le frottement, tandis que B se charge de fluide négatif pris au frottoir.

Souvent, quand on fait fonctionner l'appareil dans un cours, on approche à petite distance l'une de l'autre les extrémités de deux tiges E et F en contact avec les deux conducteurs, et l'on voit jaillir entre elles de nombreuses étincelles dues à la recomposition des fluides contraires développés en A et en B. Dans tout ce que nous venons de dire, nous avons toujours supposé les conducteurs B et A isolés; mais quand on veut employer la machine pour recueillir réellement l'un des deux fluides, il convient de mettre en communication avec le sol celui des deux conducteurs qui se charge du fluide qu'on ne cherche pas à obtenir.

Machine de van Marum. — La machine de van Marum, représentée figure 295, permet aussi d'obtenir à volonté l'une ou l'autre

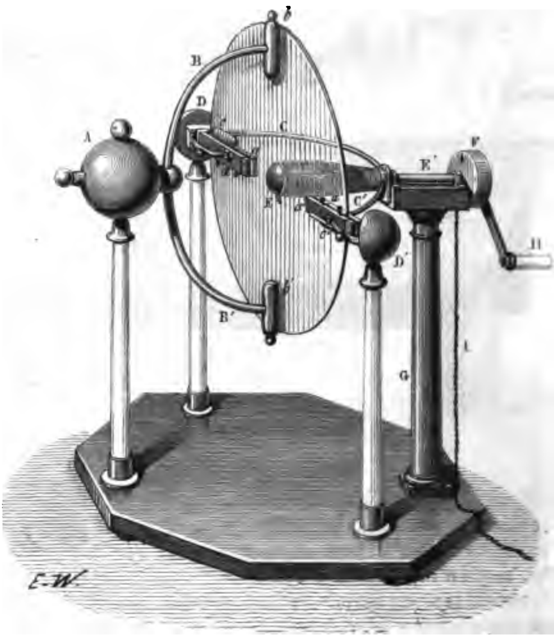


Fig. 295.

des deux électricités. Le plateau est porté à l'extrémité d'un axe très-solide EE'. Les frottoirs *aa a'a'* sont isolés, mais on peut à volonté les faire communiquer au sol ou au conducteur A, à l'aide des

arcs métalliques BB'*bb'*, CC'*cc'*, lesquels peuvent tourner autour de l'axe général AEF de l'appareil.

Pour la position représentée sur la figure, les frottoirs communiquent au sol, et la boule A recueille l'électricité du plateau ; on obtiendrait un effet inverse en faisant pivoter de 90 degrés chacun des conducteurs mobiles.

Électrophore. — Vilke, savant suédois, a fait connaître un appareil facilement transportable, et à l'aide duquel on peut se procurer commodément une quantité d'électricité assez considérable. Cet appareil, auquel on a donné le nom d'électrophore se compose de deux parties (fig. 296) : 1° un gâteau de résine plat

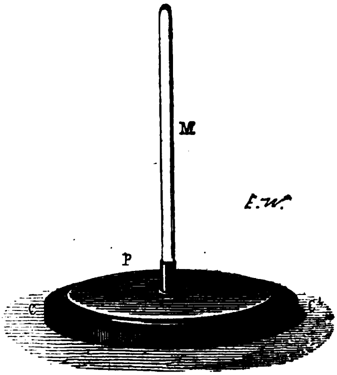


Fig 296.

et circulaire, maintenu dans un châssis de bois CC' ; 2° un plateau ou disque de bois P recouvert d'une feuille d'étain et soutenu en son centre par une tige de verre M, enduite de gomme laque. Le diamètre de ce disque est un peu moindre que celui du gâteau de résine.

Pour charger l'électrophore, on commence par en sécher soigneusement toutes les parties ; puis on électrise résineusement le gâteau en en frappant vivement la surface libre avec une peau de chat. Cela fait, on le recouvre avec le disque conducteur, qui aussitôt s'électrisant par influence, se charge de fluide vitré sur la face par laquelle il touche la résine, et de fluide résineux à sa partie supérieure.

Si, pendant que cet état de choses subsiste, on touche un seul instant le plateau avec le doigt, le fluide résineux repoussé

s'écoule dans le sol, et alors, en enlevant le plateau par son manche isolant, on le trouve chargé d'électricité vitrée.

Quand cette électricité a été employée ou perdue, pour en obtenir une nouvelle dose il n'est pas nécessaire de percuter de nouveau la résine ; il suffit de remettre le plateau en place, et de le toucher pendant qu'il est soumis à l'influence, car le gâteau de résine peut rester chargé plusieurs jours et même des mois entiers si l'air n'est pas trop humide.

§ 4. — MACHINE HYDRO-ÉLECTRIQUE D'ARMSTRONG.

Une observation faite en septembre 1839 près de Newcastle sur Tyne, à la houillère Cramlington, conduisit M. Armstrong à la construction d'une nouvelle machine électrique d'une puissance considérable.

Le mécanicien W. Patterson, chargé de la conduite d'une machine à haute pression de la force de 28 chevaux, employée au service de la houillère, remarqua qu'il pouvait tirer des étincelles de la chaudière, lorsque tenant une main dans un jet de vapeur qui s'échappait par une mince fissure, il approchait l'autre d'une partie quelconque de la paroi métallique de l'appareil.

Ces premiers résultats bien constatés, M. Armstrong entreprit une série de recherches dans le but de trouver la cause de ce développement d'électricité jusqu'alors inconnu. Il s'assura bientôt que la vapeur n'est pas électrique dans la chaudière, et qu'elle ne le devient qu'à l'endroit où elle traverse les ouvertures qui lui donnent issue.

Enfin, et presque simultanément, M. Faraday complétait les recherches de M. Armstrong en établissant d'une manière très-nette que le fluide est développé non pas par le frottement de la vapeur sèche contre les ajutages, mais bien par celui des globules d'eau qu'elle entraîne avec elle. Il faut en effet, pour qu'il y ait dégagement d'électricité, que la vapeur se condense partiellement dans les tubes par lesquels elle s'échappe. Si on chauffe ces derniers assez pour qu'il ne puisse s'y produire aucune liquéfaction, on fait disparaître les signes électriques.

On fait également disparaître ces signes, en ajoutant quelque peu de potasse ou d'acide sulfurique dans les ajutages de sortie, parce qu'alors la conductibilité des globules d'eau devient assez grande pour que la recomposition électriques se fasse immédiatement et sur place.

Enfin on peut faire passer la vapeur du positif au négatif en la forçant à entraîner d'autres globules liquides que ceux qui proviennent de sa propre liquéfaction. Il suffit pour cela, de la con-

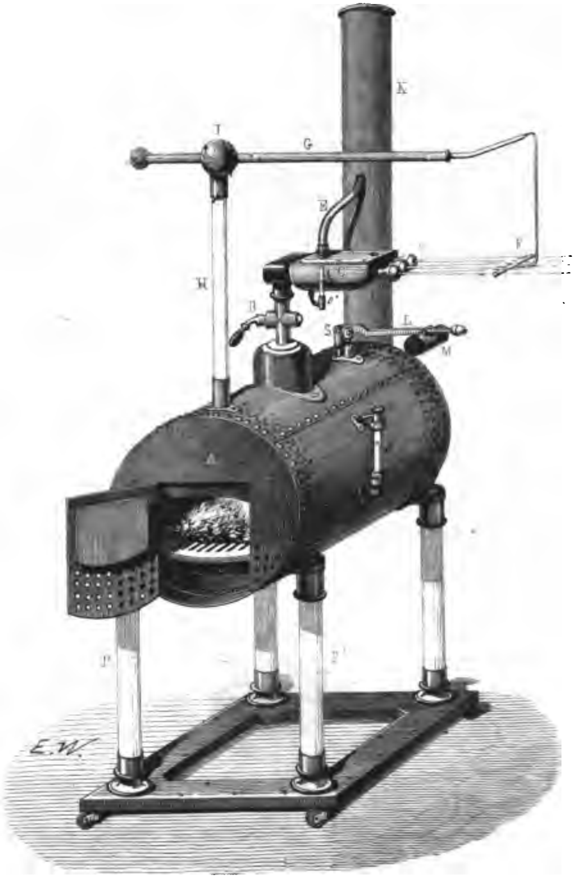


Fig. 297.

duire à travers une boîte renfermant de l'huile, de l'essence de térébenthine, etc.

En partant de ces résultats généraux dus, comme on le voit, soit à ses propres expériences, soit à celles de M. Faraday, M. Armstrong se trouva conduit à construire la nouvelle machine électrique à vapeur que nous allons maintenant décrire.

La figure 297 représente celle avec laquelle M. Rumhkorff répéta pour la première fois en France les expériences du savant anglais.

La vapeur est produite dans une chaudière portée avec son foyer sur des pieds isolants de verre PP′ (fig. 297).

Le tirage s'obtient à l'aide de la cheminée K. La prise de vapeur à l'aide de trois tubes de cuivre qui communiquent au même robinet B. Ces tubes sont enveloppés par une boîte pleine d'étoupes que l'on maintient toujours humide à l'aide d'un peu d'eau froide. Chacun d'eux se termine par une sorte de tête creuse dans laquelle on engage un petit cylindre de buis, percé suivant son axe et contre lequel la vapeur frotte de toutes parts en s'échappant.

Le jet est reçu contre un peigne F qui communique métalliquement avec le cylindre isolé G.

Pour obtenir de bons effets, il faut que la pression intérieure soit de plusieurs atmosphères; sept ou huit, par exemple; en ces circonstances, aussitôt que la vapeur s'échappe, le conducteur se charge d'une telle quantité d'électricité, que l'on peut en tirer presque sans interruption des étincelles. La distance à laquelle jaillissent ces étincelles dépend de celle qui sépare les dents du peigne des orifices de sortie. Elle croît avec elle jusqu'à une certaine limite.

Dans les circonstances que nous venons de préciser, l'électricité

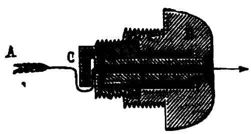


Fig. 298.

que l'on recueille sur le peigne est positive, et comme on le conçoit, la chaudière en même temps se charge de fluide négatif.

La disposition de l'ajutage de sortie se comprend à l'inspection de la figure 298 qui en représente une coupe.

C est une pièce métallique creuse fixée à l'extrémité du tube à vapeur. On y introduit un tube de bois légèrement conique *ab*, et

maintenu en place par l'anneau de serrage D. La flèche A*a* représente la marche que la vapeur est obligée de prendre pour s'échapper à l'extérieur.

CHAPITRE V

DISTRIBUTION DE L'ÉLECTRICITÉ A LA SURFACE DES CORPS.

Les travaux de Franklin et de ses contemporains ont prouvé que l'électricité donnée aux corps conducteurs isolés se porte tout entière à leur surface.

Pour prouver l'exactitude de cette importante proposition, on

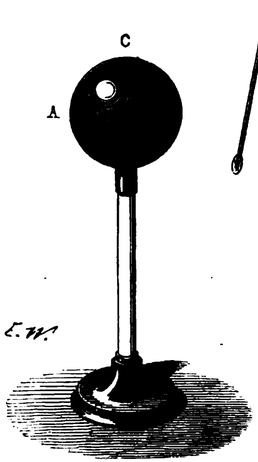


Fig. 299.

opère ordinairement de la manière suivante : sur un pied isolant (fig. 299) on supporte un conducteur creux présentant en A une petite ouverture; on le charge d'électricité, et alors, si l'on vient à appliquer à sa surface extérieure un plan d'épreuve, on y prend

une certaine quantité de fluide; mais si le contact a lieu à l'intérieur, le plan d'épreuve reste à l'état naturel.

L'expérience réussit, quelle que soit la forme du conducteur. Il ne faut pas toutefois prolonger trop longtemps le contact intérieur, parce qu'alors il pourrait se développer par influence, sur le plan d'épreuve, un peu d'électricité qui, passant sur le disque, troublerait les résultats.

Souvent encore on fait usage d'un autre appareil consistant en une sphère isolée (fig. 300), qui peut être exactement recouverte par

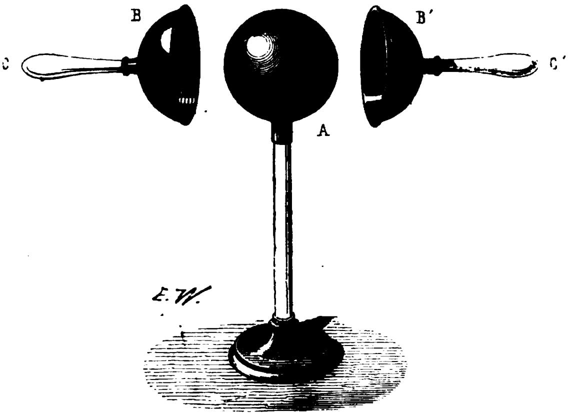


Fig. 300.

deux hémisphères creuses soutenues par des manches isolants[1]. La sphère étant électrisée, si on applique un instant les hémisphères sur sa surface et qu'on les enlève ensuite, elles emportent avec elles tout le fluide de la boule, qui ne donne plus alors de signes électriques appréciables.

D'autres preuves très-concluantes sont celles que l'on obtient par l'emploi de la balance de Coulomb.

Recherches de Coulomb. — Les observations les plus délicates que l'on puisse faire avec cet appareil montrent qu'entre des sphères conductrices de même surface, le partage de l'électricité se fait toujours en proportions égales, que ces corps soient intérieurement vides ou pleins, et quelle que soit la nature de leur

1. Ces émisphères devraient présenter à leur partie inférieure de petites échancrures destinées à laisser passer le pied de la boule A.

substance. Or il est évident que ce fait confirme parfaitement l'hypothèse d'une distribution purement superficielle.

On trouverait de même qu'il y a partage égal entre deux cylindres extérieurement identiques, se touchant tout le long de leurs arêtes, etc.

L'électricité se portant ainsi à la surface des corps, on admet qu'elle y forme une couche de densité constante, terminée extérieurement à cette surface même, mais dont l'épaisseur peut varier d'un point à l'autre, sauf le cas très-simple où le conducteur est sphérique et soustrait à toute influence extérieure. Dans ce cas, en effet, il n'y aurait aucune raison pour admettre que l'épaisseur en un point pût différer de ce qu'elle est sur un autre.

Coulomb a cherché à déterminer expérimentalement les lois de la distribution de l'électricité :

1° Sur un corps conducteur isolé ;

2° Sur des systèmes de conducteurs isolés, et soumis à leur influence réciproque.

Plan d'épreuve. — Nous allons exposer les résultats obtenus par cet éminent physicien ; mais auparavant il faut faire connaître la méthode qu'il a employée. Le fait sur lequel elle est fondée, consiste en ce qu'un plan d'épreuve mis au contact d'un corps conducteur y prend une quantité d'électricité proportionnelle à celle qui se trouve au point touché. Or, voici comment on peut établir sûrement ce point de départ. On charge d'une même espèce de fluide l'aiguille d'une balance et un cylindre isolé ; puis, avec un plan d'épreuve, on touche ce dernier en un point déterminé de sa surface A ; aussitôt après, on porte le plan d'épreuve dans la balance, à la place de la boule fixe, et l'on mesure la torsion qui maintient l'aiguille à 20° du zéro. Cette première observation faite, on touche le cylindre avec un autre conducteur de même forme, de mêmes dimensions, et l'on s'arrange de manière que le contact ait lieu tout le long d'une arête. Enfin, on applique de nouveau le plan d'épreuve au point A du premier cylindre, et après l'avoir reporté dans la balance dont l'aiguille a conservé sa charge primitive, on constate qu'à la même distance angulaire 20°, la répulsion est justement moitié de la répulsion primitive. Si les conditions atmosphériques n'étaient pas favorables, on tiendrait compte aisément de la déperdition qui a eu lieu pendant le temps nécessaire aux opérations, et l'on trouverait toujours que le contact qui enlève au premier cylindre la moitié de son électricité, réduit aussi à moitié la charge que le plan d'épreuve lui prend en chaque point de sa surface.

La même expérience réussit aussi très-bien avec des con

ducteurs ayant la forme de disques, de sphères, etc., etc., et il est impossible de ne pas y voir une confirmation du principe énoncé.

Rien de plus simple maintenant que d'étudier la distribution de l'électricité sur un conducteur isolé. Nous supposerons d'abord la perte par l'air absolument nulle pendant les expériences. Quant aux supports, ils seront admis tout à fait isolants.

Alors, pour trouver le rapport des épaisseurs de la couche électrique aux différents points A, A', A'', d'un cylindre, on chargera l'aiguille d'une balance de fluide semblable à celui du cylindre, puis on touchera successivement les points A, A', A'' avec le plan d'épreuve, et, le portant chaque fois dans la balance à la place de la boule fixe, on observera la répulsion qu'il exerce sur l'aiguille à la distance angulaire fixe de 30°.

Les rapports de ces répulsions seront ceux des épaisseurs cherchées.

En réalité, pour arriver à des résultats de quelque exactitude, il faut tenir compte des pertes incessantes que le contact de l'air fait éprouver soit à l'électricité du conducteur, soit à celle de la la balance, ou plutôt il faut se mettre à l'abri de l'influence perturbatrice de ces déperditions inévitables.

Or on peut y arriver d'une manière très-simple en opérant de la manière suivante :

Méthode des contacts alternatifs. — Après avoir comme précédemment déterminé les répulsions relatives aux points A et A', on vient de nouveau toucher au point A, et l'on détermine la force répulsive F'' avec laquelle le plan d'épreuve agit alors sur l'aiguille, toujours à la même distance de 30° : F'' est moindre que F à cause de la déperdition qui a incessamment lieu ; mais si l'on s'arrange de manière que le temps écoulé entre les observations 1 et 2 soit le même que celui qui s'écoule entre 2 et 3, on pourra prendre le rapport de F' à la moyenne $\frac{1}{2}$ (F + F'') pour celui des épaisseurs cherchées ; on ne peut pas en effet admettre que $\frac{1}{2}$ (F + F'') diffère d'une manière appréciable de la répulsion que l'on aurait trouvée pour mesure de l'épaisseur au point A, si l'on avait pu la déterminer à l'instant même où l'on a opéré pour trouver la charge en A'.

Lois de la distribution sur les corps conducteurs. — En employant le procédé de mesure que nous venons d'indiquer, Coulomb a obtenu un grand nombre de résultats importants ; nous allons énoncer les principaux :

1° Sur un ellipsoïde de révolution les épaisseurs de la couche électrique sur l'équateur et aux extrémités du grand axe, sont

entre elles dans le rapport du petit axe de l'ellipsoïde au grand.

2° Sur un cylindre isolé, terminé suivant l'usage par deux hémisphères, l'épaisseur de la couche à l'extrémité est plus grande qu'au milieu; dans un des cas étudiés, le rapport de ces deux épaisseurs a été 2,3.

Sur les disques circulaires, le fluide s'accumule vers les bords en proportion plus forte qu'au milieu ; par exemple, en opérant avec un disque de 5 pouces de rayon, on a vu le plan d'épreuve prendre trois fois plus d'électricité à la circonférence qu'au centre.

Distribution de l'électricité sur un système de conducteurs en présence. — Coulomb a ensuite étudié la distribution de l'électricité sur deux sphères égales en contact. Il a constaté que dans le voisinage du point où elles se touchent, et jusqu'à une vingtaine de degrés de distance, l'épaisseur de la couche électrique est

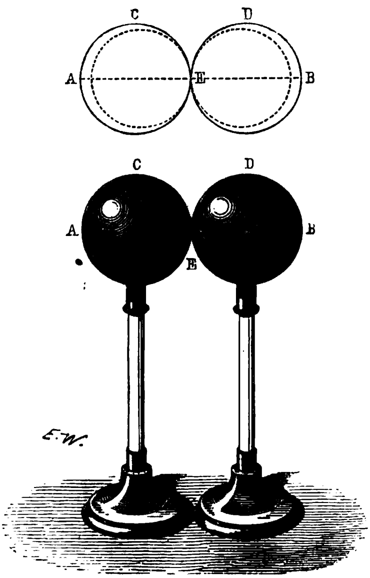


Fig. 301.

nulle sur chacune d'elles; puis elle augmente, rapidement d'abord jusqu'aux extrémités du diamètre perpendiculaire à la ligne des

centres, et beaucoup plus lentement ensuite, jusqu'aux points A et B, où elle atteint son maximum (fig. 301).

Des phénomènes analogues s'observent quand les sphères sont inégales; seulement, à l'extrémité de la ligne des centres, les épaisseurs sont différentes : la plus grande a lieu sur la petite sphère. En outre, si on sépare les deux sphères, elles ne se partagent pas le fluide proportionnellement à leurs surfaces. La plus petite en prend plus qu'il ne résulterait d'une pareille proportionnalité; de sorte que l'épaisseur moyenne de la couche électrique y est plus grande que sur l'autre. La différence s'accroît à mesure que le rapport du petit rayon au plus grand va en diminuant, et quand ce rapport converge vers zéro, la petite sphère arrive à conserver environ deux fois plus d'électricité qu'elle ne le ferait si la seule étendue des surfaces déterminait le partage.

Quand les sphères sont ainsi inégales et qu'on les éloigne lentement, on voit bientôt apparaître sur la plus petite et au point le plus voisin de la grande, une certaine quantité de fluide contraire à celui qui recouvre cette dernière. C'est un effet d'influence qui disparaît pour une distance plus considérable.

Enfin, lorsque d'une sphère électrisée A (fig. 302), on approche

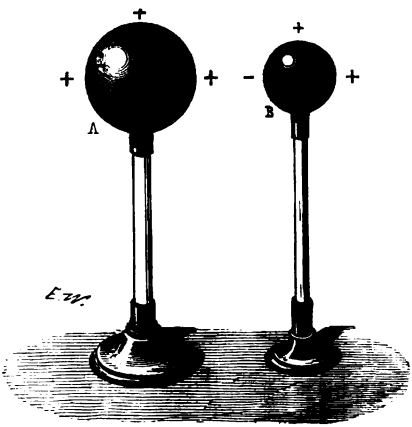


Fig. 302.

une seconde sphère B, chargée de même fluide qu'elle, mais dans une proportion moindre que celle qui résulterait du contact, il

se développe en B, aux points les plus voisins de A, de l'électricité contraire à celle qui recouvre cette première sphère. La distance diminuant, l'épaisseur de la couche du fluide ainsi développé par influence, va en croissant rapidement, et bientôt une étincelle jaillit entre les deux sphères [1].

Cas où le corps influencé communique avec le sol. — Coulomb s'est encore occupé de déterminer la loi suivant laquelle se distribue l'électricité que l'on développe par influence sur un cylindre communiquant au sol, lorsqu'on en approche une sphère isolée et électrisée. Les cylindres employés par Coulomb étaient, suivant l'usage, terminés par des hémisphères, et pendant les expériences, leur axe était toujours dirigé vers le centre de la sphère influente.

En ces circonstances, on trouve que l'épaisseur électrique sur le cylindre est la plus grande possible à l'extrémité la plus voisine de la sphère. A partir de ce point, elle décroît rapidement jusqu'à une distance égale à quatre ou cinq diamètres du cylindre, après quoi elle diminue plus lentement, et à peu près suivant la raison inverse du carré de la distance au centre du globe électrisé.

Quant à la valeur absolue de l'épaisseur de la couche électrique à l'extrémité même du cylindre, on trouve qu'elle est proportionnelle à la charge de la sphère, réciproque au rayon du cylindre et à la puissance $\frac{3}{2}$ de la distance du centre de la sphère à l'extrémité du cylindre; en un mot, si l'on désigne par R le rayon de la sphère, E l'épaisseur constante de la couche électrique qui la couvre quand elle est soustraite à l'action du cylindre, r le rayon de celui-ci, a la distance de son extrémité à la surface sphérique, et m une constante dont la valeur numérique a été trouvée égale à 2,07; l'épaisseur e de la couche électrique au bout du cylindre a pour expression numérique

$$\frac{m.\ R^2E}{r(R+a)^{\frac{3}{2}}} \quad \text{ou} \quad \frac{2,07\ R^2E}{r(R+a)^{\frac{3}{2}}}$$

Quand le rayon r est très-petit, la tension de la couche électrique qui s'accumule à l'extrémité du cylindre devient extrême-

1. Tous les résultats obtenus par Coulomb dans l'étude de la distribution de l'électricité à la surface des corps, sont des conséquences nécessaires des lois des attractions et répulsions électriques élémentaires. M. Poisson est en effet parvenu à les déduire tous de ces lois fondamentales en exprimant que, lors de l'équilibre, l'action de la couche électrique sur une molécule quelconque de fluide neutre située à l'intérieur des corps électrisés, est égale à zéro.

ment forte; elle l'emporte sur la résistance que l'air lui oppose, et le fluide s'écoulant vers la sphère, neutralise celui dont elle est recouverte.

Pouvoir des pointes. — Ainsi s'explique la première expérience que cite Franklin dans la lettre où il décrit les effets singuliers des pointes. « Placez, dit-il, un boulet de fer de trois ou quatre pouces de diamètre sur l'orifice d'une bouteille de verre bien nette et bien sèche. Avec un fil de soie attaché au plafond, précisément au-dessus de l'orifice de la bouteille, suspendez une petite boule de liége de la grosseur d'une balle de mousquet; que le fil soit de longueur convenable pour que la boule de liége vienne s'arrêter à côté du boulet; électrisez le boulet, et le liége sera repoussé à la distance de quatre ou cinq pouces, plus ou moins, selon la quantité d'électricité. Dans cet état, si vous présentez au boulet la pointe d'un poinçon mince et affilé à six ou huit pouces de distance, la répulsion est détruite sur-le-champ, et le liége vole vers le boulet. »

L'écoulement de l'électricité par les pointes peut encore s'opérer indépendamment de toute influence étrangère. « Ainsi, continue Franklin, pour montrer que les pointes ont d'elles-mêmes la faculté de lancer le feu électrique, couchez une longue aiguille pointue sur le boulet de l'expérience précédente, et vous ne pourrez assez électriser le boulet pour lui faire repousser la boule de liége; ou bien encore fixez à l'extrémité d'une verge de fer isolée une aiguille qui pointe en avant comme une petite baïonnette, et tant qu'elle y restera la verge ne pourra jamais être électrisée que faiblement, parce que *le feu* s'échappe à la sourdine par la pointe. »

Ces nouveaux effets n'ont rien qui puisse surprendre, lorsqu'on se rappelle la loi de distribution de l'électricité sur un ellipsoïde. Il en résulte, en effet, que si un corps de cette forme est très-allongé, l'épaisseur électrique à l'extrémité du grand axe, et par suite la pression contre l'air deviendront excessives dès que la charge donnée à l'ellipsoïde sera seulement assez forte pour que la tension vers la partie moyenne ait une valeur appréciable.

Pour manifester commodément le pouvoir des pointes, on prend un conducteur muni d'un pendule électrique comme ceux de la page 415, et, après l'avoir fortement chargé, on applique en un des points de sa surface une pointe que l'on tient latéralement à l'aide d'un manche isolant. Aussitôt les pendules retombent avec une grande rapidité.

Souvent encore on opère de la manière suivante : on fixe au conducteur d'une machine électrique une pointe verticale *fe* (fig. 303),

et sur son extrémité supérieure, prise pour pivot, on place une petite aiguille métallique *cd* qui se trouve alors libre de tourner horizontalement ; les deux bouts effilés de l'aiguille *ac*, *bd*, sont recourbés (fig. 303) en sens inverse ; or, au moment où l'on charge la machine, on voit l'aiguille prendre un rapide mouvement de

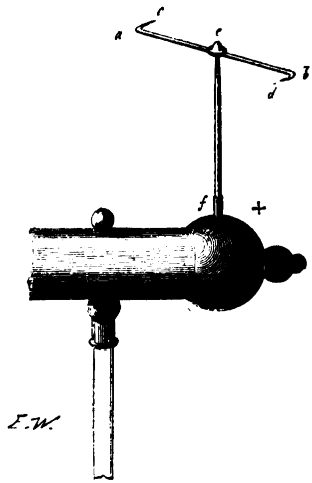


Fig. 303.

rotation dans un sens inverse de la direction des pointes. Ce phénomène rappelle de tout point celui du tourniquet hydraulique décrit page 59, et lorsqu'on opère dans l'obscurité, on voit à chacune des extrémités *c* et *d* apparaître une lueur phosphorescente par laquelle se manifeste l'écoulement de l'électricité.

Corps isolants. Recherches de M. Matteucci. — Tous les résultats précédents sont relatifs à la distribution de l'électricité à la surface des corps conducteurs. Le cas des corps isolants n'a pas encore été traité par la théorie, et les expériences qui ont été faites sur ce sujet ne sont pas nombreuses. Nous nous bornerons à en citer deux : elles sont de M. Matteucci, et se rapportent directement au sujet qui nous occupe.

L'une prouve que toute l'électricité que l'on donne à un corps isolant ne reste pas à la surface ; il s'en répand une certaine quantité dans l'intérieur même du corps.

En effet, si après avoir électrisé un cylindre d'acide stéarique avec une étincelle de la machine, on le frotte avec un drap de laine, on aura des signes d'électricité négative ; mais si alors on fond légèrement la surface du cylindre ou bien si on la lave avec de l'éther, ce qui enlève la couche superficielle de fluide négatif dont il a été chargé en second lieu, on voit reparaître les signes de l'électricité positive qui lui avait été d'abord communiquée.

La seconde expérience établit que quand on soumet une aiguille isolante à l'influence d'un corps électrisé voisin, elle se charge, dans ses deux moitiés, de fluides contraires, comme le ferait une aiguille conductrice. Cette charge cesse aussitôt que l'influence ; et la manière d'opérer ne présente rien de particulier.

Enfin c'est ici le lieu de citer une expérience curieuse due au physicien Æpinus. Lorsqu'on touche un corps isolant avec une sphère électrisée également isolante, il se charge ordinairement, au point de contact, d'une certaine quantité de fluide contraire à celui de la sphère. Ce fait peut paraître singulier au premier abord ; mais on voit aisément qu'il s'explique par les principes posés plus haut sur les développements de l'électricité par influence, pourvu que l'on tienne compte de la grande difficulté que les fluides ont à se mouvoir sur des corps isolants.

Applications. — Comme application des lois relatives à la distribution de l'électricité sur la surface des corps, nous indiquerons rapidement la manière dont on peut se rendre compte d'un phénomène qui a, depuis bien longtemps, appelé l'attention des électriciens.

Lorsqu'un électroscope est soumis à l'influence d'une source électrique A, si l'on interpose entre eux un corps de nature et de forme quelconque, l'état d'équilibre qui s'était d'abord établi, et par suite les signes électriques donnés par l'électroscope, peuvent être notablement modifiés.

Ainsi l'interposition d'un disque métallique en communication avec le sol peut faire complétement cesser la divergence des pailles.

Si le disque métallique est isolé et primitivement à l'état naturel, la divergence diminue mais ne disparaît pas.

Enfin elle n'éprouverait que peu ou point de réduction si à la place des disques conducteurs on substituait un écran de même forme, mais de nature isolante.

Ces effets différents s'expliquent de la manière suivante :

Dans le premier cas, le disque métallique en communication avec le sol se trouve exclusivement chargé de fluide négatif ; il tend donc à contrarier l'action de A sur l'électroscope, et l'on

conçoit aisément qu'il puisse l'annuler pour une distance convenable.

Dans le second cas, le disque isolé se trouve chargé de fluide négatif dans la partie la plus voisine de la source, et de fluide positif de l'autre côté. Son action sur l'électroscope résulte de la différence de celles que ces deux fluides exercent chacun pour leur compte. Or, l'expérience et la théorie prouvent que dans les circonstances de l'expérience, le fluide négatif s'accumule vers la partie centrale de la face supérieure du plateau, tandis que le fluide positif est surtout ramassé vers ses bords. Il résulte de là que ce dernier agit sur l'électroscope à une distance moyennement plus grande que l'autre. L'action totale sera donc de la nature de celle que l'électricité négative exerce, c'est-à-dire contraire à celle de la source, et par suite il y aura encore diminution de divergence; mais évidemment cette diminution sera inférieure à celle qui était produite dans le cas de la communication au sol.

Enfin, dans le troisième et dernier cas, la séparation des fluides à la surface du corps isolant est faible, et par suite, en assimilant ce cas au précédent, on voit que l'action qui en résultera sur les pailles devra être très-minime, et c'est effectivement ce qui a lieu.

Il est à peine besoin d'ajouter que toute différence apportée à la faculté conductrice des disques que l'on emploie en amène de correspondantes dans l'état des pailles. Aussi Dufay avait-il remarqué que l'action d'un disque de verre est beaucoup moindre quand il est récemment chauffé, que quand, par une longue exposition à l'air ordinaire, il s'est recouvert, comme cela arrive toujours, d'une légère couche d'eau hygrométrique.

CHAPITRE VI

CONDENSATION DE L'ÉLECTRICITÉ.

§ 1. — THÉORIE DE LA CONDENSATION. BOUTEILLE DE LEYDE.

Un corps conducteur isolé A (fig. 304) cesse de se charger au contact d'une source *s*, aussitôt que le fluide dont il est recouvert exerce sur tout élément électrique de même nom situé en *a*, une

action capable d'équilibrer celle de la source au même point. Mais l'état d'équilibre que cette condition définit se modifie lorsqu'on approche de A un autre conducteur B mis en communication avec le sol. Alors en effet, la distribution de l'électricité à la surface de A se trouve changée, et de plus la répulsion exercée par A sur la molécule a, est en partie contre-balancée par l'attraction que cette molécule éprouve de la part du fluide contraire développé par influence sur B.

Le conducteur A continue donc à se charger, et l'accroissement

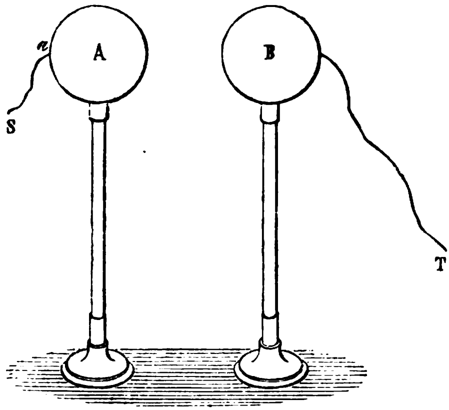


Fig. 304.

de charge peut être considérable; car toute nouvelle quantité de fluide q qui arrive sur ce conducteur en appelle sur l'autre une quantité correspondante q', qui réagit à son tour pour faciliter l'accès du fluide de la source. Toutefois l'accroissement n'est pas indéfini; en effet, q étant nécessairement supérieur à q', la répulsion contre l'électricité de la source se trouve à chaque instant accrue de la différence des actions de ces quantités inégales de fluides contraires; et bientôt il s'établit un nouvel état d'équilibre. Mais il y a alors sur A une quantité d'électricité supérieure à celle qui aurait pu y pénétrer sans l'action influente de B.

Le degré de condensation dépend évidemment de la forme des conducteurs A et B, et de la distance à laquelle ils sont placés. Dans de bonnes conditions, il est souvent très-considérable, et la réunion des électricités contraires ainsi accumulées peut alors donner naissance à des phénomènes remarquables.

Expérience de Leyde.— Ce fut en 1746 que Musschenbroëk et deux autres physiciens hollandais, Cuneus et Allaman observèrent fortuitement à Leyde les premiers effets de cette condensation électrique dont nous venons d'exposer la théorie.

L'un de ces physiciens, Cuneus, voulait électriser de l'eau dans un vase de verre qu'il tenait à la main, et pour y arriver il faisait plonger au milieu du liquide une pointe qui communiquait aux conducteurs d'une machine. Lorsqu'il jugea la charge suffisante, il approcha le doigt de la surface de l'eau, mais à l'instant il reçut une commotion incomparablement supérieure à celle qu'il pensait recevoir. Musschenbroëk répéta l'expérience, l'étudia avec soin, et la fit connaître à l'Europe savante, qui l'accueillit avec un vif intérêt.

Dans ces circonstances, la main était le conducteur en contact avec le sol, et l'eau celui où venait se condenser l'électricité fournie par la machine. La lame de verre, par sa mauvaise conductibilité, s'opposait à la réunion directe des électricités contraires.

Bientôt on remplaça le liquide de la bouteille par des feuilles de clinquant tassées dans son intérieur, et l'on donna à l'autre face une conductibilité uniforme et parfaite, en la recouvrant d'une lame d'étain; enfin on s'aperçut bientôt qu'il fallait enduire de vernis le bord supérieur du vase afin de rendre plus difficile le transport direct des fluides de l'intérieur à l'extérieur. Cette précaution est très-importante, parce que le verre attirant aisément, l'humidité de l'air acquiert une conductibilité superficielle très-notable, et ne s'oppose plus assez efficacement au mouvement des fluides.



Fig. 305.

Bouteille de Leyde. — La figure 305 représente la bouteille de Leyde sous une de ses formes les plus ordinaires.

Toute la partie supérieure E est couverte de vernis à la gomme

laque. Le crochet communique aux feuilles de clinquant qui constituent l'armure interne.

Quand la bouteille a de grandes dimensions et une large ouverture, on colle sur sa surface interne une lame d'étain toute semblable à celle qui recouvre sa surface externe. Des fils de cuivre attachés au bouton s'appuient contre cette lame et y apportent le fluide de la machine. Enfin, lorsqu'on veut obtenir de violentes décharges, on forme le condensateur de plusieurs jarres ou bouteilles de grandes dimensions, en s'arrangeant de façon que, d'une part, toutes les armures internes communiquent ensemble, et que, d'autre part, les armures externes soient également réunies métalliquement entre elles.

Sur la figure 306, les tiges O, HI, KL établissent la commu-

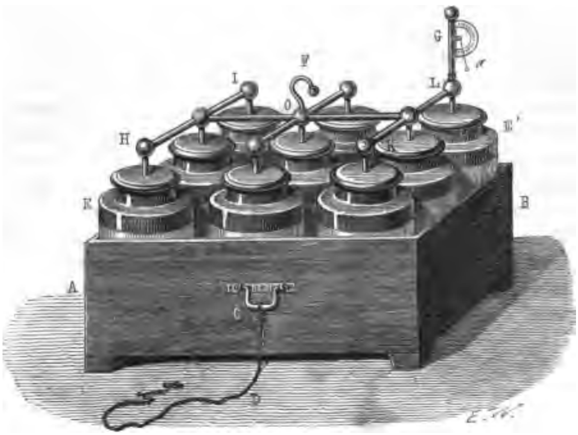


Fig. 306.

nication entre l'intérieur des neuf bouteilles, et comme les armures externes touchent toutes le fond de la boîte B, qui est tapissée d'une feuille d'étain, on conçoit qu'elles ne forment aussi en réalité qu'un seul conducteur métallique. La poignée de cuivre C est en contact avec une bande de métal qui sert de prolongement à la doublure intérieure de la caisse. Lorsqu'on veut charger la batterie, on met la poignée en communication avec le sol, et l'on fait reposer sur l'étoile, une tige de cuivre qui s'attache d'autre part aux conducteurs de la machine.

Pour décharger une bouteille ou une batterie, on touche une

des armures avec la boule A d'un arc métallique AEB (fig. 307), et l'on approche l'autre boule de la seconde armure. Au moment où elle va la toucher, on voit jaillir l'étincelle de décharge avec un éclat qui dépend des quantités d'électricité mises en jeu.

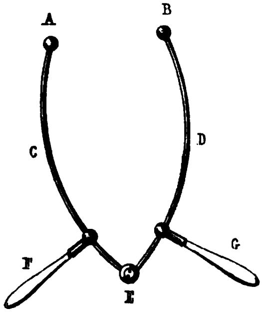


Fig. 307.

Lorsque l'on a ainsi, pendant un instant, établi entre les deux armures une communication toute métallique, il semblerait naturel de penser que l'appareil est complétement déchargé; au moins, si pendant le contact il est resté en communication avec le sol.

L'expérience ne confirme pas cette prévision : si en effet, au bout de quelque temps, on vient de nouveau toucher les deux faces avec l'excitateur, on en tire une seconde étincelle souvent très-intense; et qui pourtant ne suffit pas encore à la décharge complète.

Voici la raison de ce phénomène.

Tandis qu'on charge la batterie, les fluides contraires quittent, en partie, les armures métalliques pour venir se fixer sur le verre; et comme la faible conductibilité de cette substance gêne, au moment de la décharge, le mouvement des fluides, il en reste toujours sur chacune des deux faces de la lame.

Mais, peu à peu, ces portions d'électricités contraires qui ont échappé à la première recomposition, se dégagent de leur adhérence à la lame isolante, et servent à produire la seconde ou la troisième étincelle. On peut, de la manière suivante, vérifier la légitimité de l'explication précédente.

Bouteille à armures mobiles. — Que l'on conçoive une bouteille de Leyde dont l'armure externe soit un vase métallique légèrement conique A (fig. 308), et la lame isolante un vase de verre BD, pouvant entrer exactement dans le premier et recevoir ensuite une armure interne toute métallique A également représentée sur la figure 308.

Ces trois pièces étant emboîtées les unes dans les autres, on charge la bouteille comme à l'ordinaire et on la place sur un isoloir; alors, si l'on enlève l'armure interne *c* avec un crochet de verre et qu'on la touche, on n'en tire qu'une très-faible étincelle. On ne trouve également qu'une très-faible quantité d'électricité dans l'armure externe A lorsqu'on la touche après avoir

enlevé la lame isolante A ; mais alors qu'on remette les choses en leurs places, et qu'à l'aide d'un excitateur on établisse la

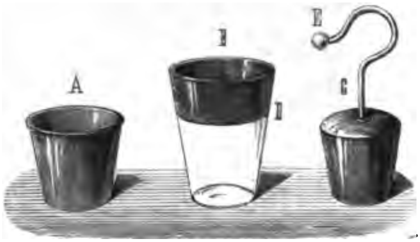


Fig. 308.

communication entre les deux faces du condensateur, et l'on obtiendra une brillante étincelle.

Figures de Lichtemberg. — Une expérience curieuse que l'on fait ordinairement avec la bouteille de Leyde montre que la résine n'agit pas de la même manière sur les deux fluides électriques pour gêner les mouvements qu'ils tendent à prendre sur sa surface.

Sur le gâteau d'un électrophore on trace avec le crochet d'une bouteille de Leyde, chargée intérieurement de fluide positif, une série de lignes diamétrales. Puis, posant la bouteille sur un isoloir, on la prend par le crochet, et l'on promène sur la résine un point de l'armure externe en traçant des lignes différentes des premières, des cercles par exemple. Enfin à l'aide d'un petit soufflet exprès disposé, on projette vivement sur l'appareil un mélange de fleur de soufre et de minium. La première poudre s'électrise résineusement dans son frottement contre l'autre, et vient se fixer sur le gâteau là où se trouve du fluide vitré. Le minium se rassemble au contraire sur les points chargés de fluide résineux; or, partout le soufre se dispose en longues aigrettes jaunes à branches nombreuses et divergentes, tandis que le minium affecte invariablement la forme de petites taches circulaires rouges.

§ 2. — DÉCHARGE SPONTANÉE.

Quand on charge à refus une bouteille de Leyde, la lame isolante cède quelquefois à la pression des électricités contraires;

elle se perce, ou se brise. D'autres fois l'étincelle part directement entre les deux armures, et l'on conçoit que l'on peut toujours obtenir ce second effet en s'arrangeant de manière qu'au point le plus rapproché, la distance des deux armures ne soit pas trop considérable. Pour une même bouteille, la décharge spontanée dont nous parlons ici doit évidemment correspondre toujours à une même accumulation de fluides. Telle est en effet l'idée qui a conduit à la construction d'un appareil dont on fait avantageusement usage pour comparer approximativement les charges que l'on communique à une batterie dans des expériences successives.

Bouteille de Lane. — L'électromètre de Lane (fig. 309) n'est en réalité qu'une simple bouteille de Leyde dont l'armure externe D communique métalliquement avec une colonne de métal verticale A, portant à sa partie supérieure une tige horizontale B*a*

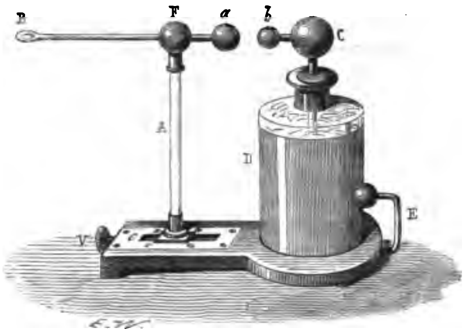


Fig. 309.

mobile dans une coulisse F, et dont, par conséquent, l'extrémité peut s'approcher plus ou moins du bouton *b* de l'armure interne. La batterie étant isolée, on fait communiquer son armure externe avec l'armure interne de la bouteille de Lane, et l'on met la colonne A en contact avec le sol. Si alors on charge la batterie, le fluide positif de l'extérieur se répand dans la bouteille D, et appelle du fluide négatif sur l'armure externe de celle-ci. Lorsque es fluides contraires accumulés en *a* et *b* ont acquis une assez forte tension, l'étincelle part et la bouteille CD se trouve déchargée. C'est comme s'il avait alors passé de la batterie dans le sol une quantité de fluide positif égale au fluide négatif neutralisé au moment de l'étincelle.

Les mêmes phénomènes se reproduisant à chaque nouvelle étincelle, on voit que le nombre de ces derniers pourra servir de mesure à la charge de la batterie.

Recherches de MM. Harris et P. Riess. — En faisant un usage convenable du procédé électrométrique que nous venons d'indiquer, M. Harris d'une part, M. P. Reiss de l'autre, sont parvenus à résoudre quelques questions intéressantes dont nous allons donner un aperçu.

Ils ont d'abord établi que la quantité d'électricité dont on doit charger un condensateur pour que l'étincelle éclate spontanément entre ses deux armures, doit croître proportionnellement à la distance des points entre lesquels jaillit le fluide électrique. Ils ont fait voir ensuite, que si on laisse constantes et la charge absolue et les autres conditions de l'expérience, la distance explosive est inversement proportionnelle à l'étendue des surfaces du condensateur.

Il n'est besoin de rien ajouter à ce que nous avons dit à la page précédente, pour faire comprendre comment, dans des recherches de la nature de celles que nous rapportons, la bouteille de Lane sert à la mesure des quantités d'électricité mises en jeu. Quant aux distances explosives, pour les déterminer avec certitude, il suffit d'appliquer à la batterie, ou plus généralement au condensateur dont on fait usage, une disposition identique à celle qui permet dans l'électromètre de Lane de faire varier la distance des boules qui sont en communication avec les deux armures.

La nature du gaz dans lequel jaillit l'étincelle ne paraît pas modifier considérablement la distance d'explosion spontanée lorsque le condensateur et la charge restent les mêmes.

Enfin il résulte encore des travaux de M. Riess que la conductibilité de l'arc conducteur qui joint l'intérieur de la batterie à la boule de décharge n'exerce pas d'influence sur la distance explosive qui répond à une charge donnée. Elle en exerce au contraire une très-grande sur la proportion de fluide qui reste sur la batterie après l'étincelle.

Dans les expériences qui ont révélé ce fait à M. Riess, quand l'arc conducteur était métallique, la batterie, après l'étincelle, ne conservait plus que les $\frac{2}{13}$ de sa charge primitive. Elle en retenait au contraire les $\frac{11}{13}$ quand la communication avait été établie par une colonne d'eau.

Quant à la manière dont Riess estimait la charge qui restait à la batterie, elle est on ne peut plus simple.

Aussitôt après l'étincelle, il chargeait de nouveau et comptait le nombre de décharges de la bouteille de Lane qui avaient lieu depuis le moment où l'on commençait à faire fonctionner la machine électrique, jusqu'à celui où l'électromètre ordinaire placé sur la batterie indiquait qu'elle avait reçu une quantité d'électricité égale à celle qu'on lui avait primitivement communiquée.

§ 3. — DÉCHARGE PAR ÉTINCELLES SUCCESSIVES. — FORCE CONDENSANTE.

Lorsqu'un condensateur est chargé et isolé, si l'on établit la communication entre ses deux armures ou plateaux par un corps bon conducteur, tout le fluide B du plateau P′ qui avait été mis en communication avec le sol, se trouve neutralisé par une égale proportion de fluide venu du collecteur P, et l'excès de charge que possédait celui-ci se répartit entre les deux armures, qui ne forment plus alors qu'un seul conducteur.

Soit A la quantité totale d'électricité primitivement accumulée sur le plateau collecteur P, et soit $\frac{B}{A} = m$, d'où $B = mA$.

L'électricité qui reste après la décharge sur l'appareil entier est en quantité égale à $A - mA = A(1 - m)$.

Au lieu de décharger le condensateur en opérant comme nous venons de le supposer, on pourrait le faire par une série d'étincelles successives.

En effet, tandis que les deux plateaux sont en présence, si l'on touche le premier P, on en tirera, sous forme d'étincelle, tout le fluide que B ne peut y retenir. Si les deux plateaux sont égaux, si le point où l'on touche P est symétrique de celui par lequel P′ était primitivement en contact avec le sol, on ne peut refuser d'admettre que B retiendra une fraction de A égale à mB, et par suite à m^2A; ainsi la première étincelle tirée de P représentera une quantité de fluide égale à $A - m^2A = A(1 - m^2)$.

Si maintenant on touche P′, il ne restera sur ce plateau qu'une quantité de fluide égale à $m.m^2A$ ou à m^2B; puisque $B = mA$, il se sera donc échappé $B - m^2B = B(1 - m^2)$. La seconde étincelle tirée de A enlèverait $A(1 - m^2)m^2$, la troisième $A(1 - m^2)m^4$. De même les valeurs des autres étincelles que l'on tirerait successivement de P′ seraient

$$B(1-m^2) \quad B(1-m^2)\,m^2 \quad B(1-m^2)\,m^4.$$

Les suites

$$A(1-m^2) \quad A(1-m^2)\,m^2 \quad A(1-m^2)\,m^4$$

et

$$B(1-m^2) \quad B(1-m^2)\,m^2 \quad B(1-m^2)\,m^4$$

sont des progressions géométriques décroissantes; prolongées à l'infini, elles ont pour sommes

$$\frac{A(1-m^2)}{1-m^2} = A \quad \text{et} \quad \frac{B(1-m^2)}{1-m^2} = B,$$

c'est-à-dire qu'après un nombre infini d'étincelles on aurait successivement enlevé tout le fluide des deux armures A et B.

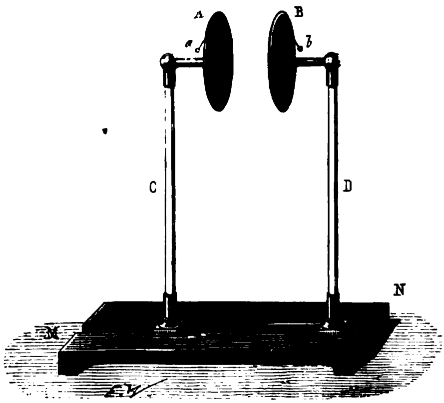


Fig. 310.

A l'aide d'une bouteille de Lane, décrite page 445, on peut donner une forme assez intéressante à l'expérience de la décharge par étincelles successives. On suspend une petite balle conductrice à un fil de soie, et on la place entre les boules *a* et *b* (fig. 310), après toutefois avoir établi entre ces dernières un

écartement suffisant. Aussitôt on voit le pendule électrique osciller rapidement entre les boules *b* et *a*, transportant à la seconde la faible quantité de fluide dont il se charge au contact de la première.

Enfin, dans la plupart des expériences destinées à établir la théorie de la condensation électrique, on fait un très-bon usage du condensateur à lame d'air représenté figure 310.

A et B sont des plateaux métalliques circulaires égaux, fixés à l'aide de tiges de cuivre à des pieds isolants C et D, qui peuvent s'approcher ou s'écarter l'un de l'autre. De petits pendules *a* et *b* sont attachés à ces plateaux par des fils conducteurs, et indiquent à chaque instant la tension de l'électricité à leur surface.

L'analyse que nous avons donnée du phénomène de la décharge lente d'un condensateur conduit au procédé suivant pour déterminer la constante m. Après avoir chargé le condensateur, on touche le point *o* du plateau P avec un plan d'épreuve que l'on porte ensuite dans une balance électrique. L'aiguille de cette balance avait primitivement reçu du fluide de même nom que celui de P ; elle est donc repoussée, et l'on mesure la répulsion R qui s'exerce entre elle et le plan d'épreuve à une certaine distance angulaire α. Puis on touche rapidement un certain nombre de fois le plateau P et le plateau P′ alternativement.

Quand on a ainsi opéré n contacts avec chacun d'eux, on reporte le plan d'épreuve au point *o* de P où on l'avait appliqué d'abord, et l'on cherche de nouveau la répulsion R′ qu'il exerce à même distance α sur l'aiguille de la balance, dont la charge n'a pas varié ; et le rapport $\frac{R'}{R}$ est égal à m^{2n}.

Il n'est pas besoin d'ajouter que l'on pourrait se contenter de toucher une fois chacun des plateaux, c'est-à-dire de se borner au cas où $n = 1$, si l'on ne craignait pas d'avoir à comparer à la balance des quantités trop voisines l'une de l'autre.

Force condensante. — On appelle force condensante le rapport qui existe entre les quantités d'électricité qu'une même source donne au collecteur, d'abord quand le second plateau en est voisin et communique au sol, et puis quand ce second plateau est complétement écarté.

La force condensante est d'autant plus grande que m est plus voisin de l'unité, et l'on admet assez ordinairement qu'elle a pour expression $\frac{1}{1 - m^2}$.

En d'autres termes on admet qu'elle est égale au rapport existant à une époque quelconque entre la quantité totale d'électricité

du collecteur et celle qui en sort lorsqu'on le touche du doigt après avoir isolé le second plateau.

A l'appui de cette manière de voir, on peut présenter les considérations suivantes :

Supposons, pour fixer les idées, qu'il s'agisse d'un condensateur semblable à celui d'Æpinus (fig. 310). Les plateaux sont minces et voisins ; et les communications avec la source ou le sol s'établissent par les extrémités arrondies des tiges horizontales qui supportent ces plateaux. Nous nommerons ces extrémités O et O'.

Dans ce cas, si la source n'a pas une forte tension, au moment où on l'écarte du collecteur P la charge B du plateau P' qui communique au sol n'éprouve pas de modification sensible ; soit toujours alors A la quantité totale de fluide accumulé sur le collecteur, et m le rapport de B à A ; Am^2 sera l'expression de la charge qui reste au collecteur lorsqu'on le touche avec le doigt après avoir isolé le plateau P', et l'ensemble des quantités de fluides B et Am^2, distribuées comme elles le sont après le contact, exerce une action nulle au point O par lequel P communique avec le sol; par suite, comme le faible changement survenu dans la distribution du fluide B n'a pas en général apporté grande altération à la résultante des actions que ce fluide exerçait primitivement en O, on voit qu'au moment où le condensateur a cessé de se charger, la seule portion $A(1-m^2)$ de l'électricité totale A accumulée sur le collecteur arrêtait le fluide venant de la source. Et si maintenant on admet que cette quantité d'électricité $A(1-m^2)$ se trouvait alors distribuée comme elle l'eût été sur le même plateau soustrait à toute influence étrangère, il faut en conclure que $A(1-m^2)$ mesure la charge que P aurait reçue de la source si P' n'eût pas existé. Donc enfin,

$$\frac{A}{A(1-m^2)} = \frac{1}{1-m^2},$$

est l'expression de la force condensante de l'appareil.

Il est bon de remarquer, en terminant, que dans tous les raisonnements précédents, nous avons implicitement admis que la source électrique employée peut réparer d'elle-même ses pertes ; de sorte que, dans les deux états d'équilibre successifs, elle est chargée identiquement de la même manière. Au paragraphe suivant, nous raisonnerons encore dans la même hypothèse.

§ 4. — ÉLECTROMÈTRES CONDENSATEURS.

Électromètre condensateur de Volta. — Volta a utilisé le condensateur dans la construction d'un appareil très-sensible, à l'aide duquel on peut manifester l'action de sources qui seraient incapables de charger d'une manière appréciable les électroscopes ordinaires. L'appareil de Volta se compose d'un électroscope à lames d'or (fig. 311) sur le bouton duquel on fixe un plateau métallique circulaire A′, couvert sur sa face supérieure d'une légère

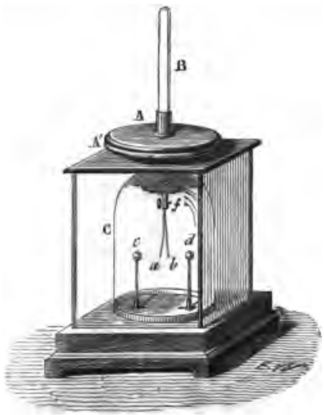


Fig. 311.

couche de vernis d'épaisseur bien uniforme. Ce plateau forme le collecteur du condensateur. On place sur lui un autre disque tout semblable A, également vernissé sur sa face inférieure, et fixé par le centre de sa face supérieure à un manche isolant B.

Les choses étant ainsi disposées, si l'on met A en communication avec le sol et A′ en contact avec une source constante, de faible tension, le fluide qu'elle fournira s'accumulera sur le plateau collecteur en appelant dans l'autre une quantité presque égale de fluide contraire. Aussi longtemps que les deux plateaux resteront superposés, les pailles seront immobiles ; mais, si après avoir interrompu la communication avec la source, on enlève A, les lames d'or divergeront aussitôt.

Dans ces dernières années, M. Péclet a apporté à la construction et à l'usage des condensateurs une modification qui en accroît singulièrement la puissance. Nous extrayons des écrits de ce physicien la description de l'instrument dont il a enrichi la science.

Condensateur à trois plateaux. — L'électromètre condensateur dont il s'agit est muni de trois plateaux conducteurs au lieu de deux.

« Le plateau inférieur B communique métalliquement avec les lames d'or comme dans les électromètres ordinaires ; il n'est verni qu'à la surface supérieure. Le plateau C, placé au-dessus, est garni d'un manche isolant D ; il est verni sur ses deux faces, mais non à la circonférence. Enfin le plateau A est percé en son centre

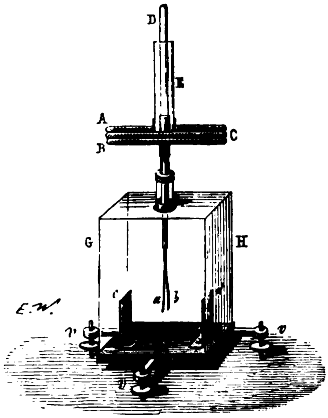


Fig. 312.

d'une ouverture à travers laquelle passe le manche de C. Il est garni d'un cylindre de verre qui sert à le soulever et n'est verni qu'à sa surface inférieure. » Voici la manière de se servir de cet instrument :

On met le plateau supérieur A en communication avec une faible source électrique, et l'on touche du doigt le bord du second. La condensation se fait comme à l'ordinaire, et C reçoit une certaine quantité q de fluide contraire à celui de la source ; on enlève alors le premier plateau par son manche isolant, et l'on touche le troisième, qui se charge aussitôt par l'influence de C

d'une quantité d'électricité à très-peu près égale à celle qui s'était primitivement accumulée sur A, et de même signe qu'elle.

Maintenant, comme cette électricité développée en B, neutralise presque complétement l'action que celle de C exerce sur toute molécule de fluide extérieur, si l'on remet A en place, et si l'on touche de nouveau C, ce plateau recevra du sol une nouvelle dose q' de fluide très-peu différente de celle qui lui avait été déjà communiquée au moment du premier contact.

Que l'on soulève alors A, et qu'ensuite on touche B, q' appellera sur ce troisième plateau une quantité correspondante de fluide contraire, et en répétant plusieurs fois de suite la même série d'opérations, on accumulera sur le plateau B une charge électrique de plus en plus grande, et qui produira dans les pailles une divergence considérable, au moment où l'on enlèvera à la fois les deux plateaux A et C à l'aide du manche D.

Dans toute cette série d'opérations, nous n'avons eu recours qu'une seule fois à la source ; un contact unique avec elle est en effet suffisant dans l'hypothèse où le fluide de A n'éprouve pas de déperdition sensible. Si l'on craignait que cette condition ne fût pas satisfaite, on pourrait, lorsqu'on touche C avec le doigt, toucher en même temps A avec la source, ce qui rétablirait toujours les choses dans leur état primitif.

Si l'on avait un second condensateur également à trois plateaux A', C', B', après avoir chargé B comme nous venons d'expliquer, on pourrait l'employer à développer par influence sur le premier plateau A' du second condensateur une charge sensiblement égale à celle qu'il possède lui-même et par conséquent beaucoup plus grande que celle de A. Le plateau A' étant maintenant employé pour charger le second condensateur, le collecteur B' recevrait au bout d'un certain nombre de contacts alternatifs une charge finale de beaucoup supérieure à celle que B avait acquise dans les mêmes circonstances. Enfin, on voit immédiatement qu'avec un seul condensateur à trois plateaux on pourrait produire cette accumulation presque indéfinie ; car, au lieu d'employer le plateau B à charger, comme nous venons de le supposer, le premier plateau A' d'un second appareil, rien n'empêcherait de s'en servir pour recharger le plateau A lui-même[1].

1. M. Svanberg et M. Billet ont discuté complétement la question. Le travail de M. Billet est inséré dans le Recueil des mémoires de l'Académie de Dijon.

CHAPITRE VII

DES EFFETS PRODUITS PAR LE PASSAGE DE L'ÉLECTRICITÉ A TRAVERS LES CORPS CONDUCTEURS.

Les corps conducteurs qui servent à transmettre la décharge électrique éprouvent, lors de son passage subit, des effets de natures diverses, et sur l'étude desquels nous allons insister.

§ 1. — EFFETS PHYSIOLOGIQUES.

Dufay, le premier, observa la sensation douloureuse que l'on ressent au moment de la production de l'étincelle, lorsque le corps ou quelqu'une de ses parties sert à conduire la décharge. Les circonstances dans lesquelles il fit cette curieuse découverte sont les suivantes. Il étudiait les phénomènes d'attraction qu'il pouvait produire avec la main, lorsqu'après s'être assis sur une planche portée par des cordons de soie, il faisait approcher de lui un gros tube de verre électrisé. Or, pendant ces expériences, dit-il, « une personne voulut ramasser une feuille d'or qui s'était attachée à sa jambe; dans l'instant qu'elle approcha la main, elle entendit un pétillement semblable à celui que fait le tube quand on en approche les doigts; elle sentit même une petite douleur, comme une piqûre, dans le doigt, et dans le même moment il en ressentit une pareille à la jambe. »

Mais la première commotion violente qui ait été reçue, fut celle qui effraya tant Musschenbroëk lors de la découverte de la bouteille de Leyde. Peu de temps après, l'abbé Nollet, qui avait une extrême impatience de répéter cette singulière expérience, fut frappé d'un coup assez fort pour lui *plier le corps et lui couper la respiration, les bras furent secoués et repoussés en haut au point de lui faire quitter le vase de verre qu'il soutenait à la main.*

Dans la même année, le physicien français que nous venons de nommer, donnait à Versailles, en présence du Roi, la secousse à 240 personnes à la fois; tuait un oiseau qui, immédiatement disséqué, présenta un grand épanchement de sang dans la poitrine; et enfin, conjointement avec MM. Morand et de la Saone, il essayait d'appliquer aux paralysies un traitement électrique,

On répète souvent l'expérience de l'électrisation simultanée d'une série de personnes par une décharge de bouteille de Leyde. Pour cela on dispose tous ceux qui veulent y prendre part en chaîne continue. Les expérimentateurs qui forment les deux extrémités de la chaîne, doivent être voisins; l'un prend la bouteille par l'armure externe, l'autre approche le doigt du crochet de l'armure interne. Aussitôt l'étincelle part; l'effet est produit.

S'il y a interruption dans la chaîne, les personnes intermédiaires cessent de recevoir la commotion ; mais il en est autrement des deux extrêmes, parce que le sol leur sert de communication. Seulement, comme ce nouveau chemin oppose plus de résistance au fluide qu'une chaîne bien conductrice, la décharge est moins forte.

Enfin, quoique la chaîne ne soit pas interrompue, le sol peut encore conduire une partie de la décharge, surtout quand le nombre des personnes qui participent à l'expérience est considérable; cela tient à ce qu'en général les courants électriques se partagent entre les différentes routes qui leur sont offertes : seulement, quand l'une des voies présente à ce fluide beaucoup moins de résistance que les autres, c'est par elle qu'il passe presque tout entier. On explique de cette manière pourquoi, suivant la remarque du docteur Lemonier, on peut faire passer une forte décharge de bouteille dans une grosse barre de fer qu'un homme tient à la fois des deux mains, sans qu'il en éprouve le moindre choc. Cette expérience s'explique trop bien par le principe précédent pour qu'il soit besoin d'insister; mais il est bien entendu que les choses se passeraient autrement si on voulait répéter l'expérience en substituant à la barre de fer une corde mouillée. Dans ce cas l'opérateur recevrait sa part de la décharge.

§ 2. — EFFETS CHIMIQUES.

L'inflammation des corps combustibles par l'étincelle électrique est un véritable phénomène chimique. Toutefois l'électricité ne semble pas le déterminer immédiatement. Elle élève d'abord au rouge la température des molécules qu'elle rencontre sur sa route, et les choses se passent alors comme si l'on introduisait un corps incandescent dans le mélange inflammable. Comme exemple, nous citerons la détonation que l'on obtient en faisant passer l'étincelle au milieu d'un mélange d'hydrogène et d'oxigène renfermé dans un petit vase métallique (fig. 313). L'électricité arrive par une

tige métallique aa', mastiquée à la gomme laque dans le tube de verre cc', et elle se décharge sur le point le plus voisin A de la paroi opposée. Au moment de l'explosion, le bouchon B est projeté avec force.

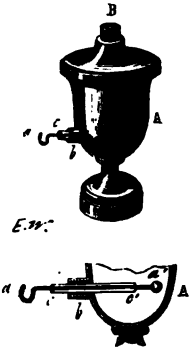


Fig. 313.

C'est Dufay qui paraît avoir prévu le premier qu'on pourrait allumer des substances facilement combustibles avec les fortes étincelles qu'il tirait des corps conducteurs de grandes dimensions. Mais l'expérience ne fut faite que par ses successeurs.

Trente ans plus tard, Franklin et Priestley remarquaient qu'en faisant passer des étincelles dans l'eau, entre les extrémités voisines des deux conducteurs, on déterminait le dégagement de bulles gazeuses qui venaient crever à la surface. Vers la même époque, Priestley décomposait l'ammoniaque en azote et hydrogène, en la faisant traverser par un grand nombre d'étincelles électriques, et Beccaria, par un moyen semblable, révivifiait les métaux de leurs oxydes, et décomposait le sulfure de mercure.

Depuis, et toujours sous l'influence d'une succession rapide d'étincelles, Wollaston parvint à décomposer le sulfate de cuivre, en opérant de la manière suivante. Après avoir recouvert de gomme laque quelques centimètres d'un fil d'argent très-fin, il le coupa par le milieu de la partie cirée et fit plonger les deux bouts dans une solution de sulfate de cuivre à une très-petite distance l'un de l'autre. Les portions extérieures des deux fils communiquaient l'une avec le conducteur positif, l'autre avec le conducteur négatif d'une machine de Nairne. Après un nombre suffisant d'étincelles, on pouvait constater que la pointe négative s'était recouverte de cuivre. Si l'on intervertissait alors les communications de la machine avec les deux petites pointes, on voyait le dépôt de cuivre disparaître de la surface qui s'en était d'abord recouverte, tandis que l'autre recevait graduellement à son tour une certaine quantité du métal revivifié.

Dans les cours, on peut mettre très-rapidement en évidence la puissance chimique de l'étincelle en employant son action à la décomposition de l'iodure de potassium. On étend sur une lame de verre un petit losange de papier à filtre imbibé d'une solution d'iodure, et après avoir mis un des angles en communication avec le sol, on donne à l'autre quelques étincelles. Aussitôt on voit

apparaître des taches brunes d'iode facilement reconnaissables. On doit aussi mentionner au nombre des actions chimiques des étincelles électriques, la modification très-curieuse qu'elles peuvent faire éprouver à l'oxygène en le traversant. Van Marum avait reconnu qu'en faisant passer à travers ce gaz un grand nombre d'étincelles, on lui communique une odeur particulière, et qu'en même temps on lui donne la propriété de se combiner rapidement au mercure, à la température ordinaire. Dans ces dernières années, plusieurs physiciens, et notamment MM. Frémy et E. Becquerel ont étudié ce fait intéressant; ils se sont assurés que l'argent, comme le mercure, peut être oxydé à froid par l'oxygène modifié sous l'action des étincelles, et que de plus le papier ioduré et amidonné bleuit instantanément quand on le plonge dans une éprouvette remplie de ce gaz.

Enfin on a constaté depuis longtemps qu'en faisant passer un grand nombre d'étincelles électriques dans un mélange d'oxygène et d'azote contenu dans une éprouvette sur l'eau, on détermine la formation d'une petite quantité d'acide azotique, et l'on a expliqué de cette façon la présence de cet acide dans l'eau des pluies d'orage. De récents appareils, à l'aide desquels on fait passer très-aisément un grand nombre de fortes étincelles dans un tube plein de gaz atmosphérique sec, permettent de manifester d'une manière très-nette l'action de l'oxygène sur l'azote sous l'influence de ces étincelles. En très-peu de temps, en effet, on voit rougir d'une manière très-sensible le mélange gazeux sur lequel on opère, et la coloration ainsi développée accuse la production de l'acide hypoazotique.

§ 3. — EFFETS MÉCANIQUES.

Pour prouver la puissance mécanique des décharges électriques, on fait voir que l'on peut aisément percer une carte ou une plaque de verre en la plaçant d'une manière convenable sur le trajet de l'étincelle.

Perce-carte. — Pour percer commodément une lame de verre, on la place sur le bord supérieur d'un petit vase isolant (fig. 314), la pointe *b* traverse le pied du vase et peut être mise en communication avec l'extérieur d'une batterie. L'autre pointe *a* amène, au moment où l'on établit les contacts, l'électricité de l'intérieur de la batterie.

On se trouve bien de plonger dans une goutte d'huile l'extrémité de la pointe *a*. Une carte mise à la place de la lame de verre

se perce beaucoup plus facilement. Dans ce cas, le trou présente des bavures sur les deux faces de la carte, comme s'il y avait eu explosion intérieure. Lorsqu'au lieu de placer la carte perpendi-

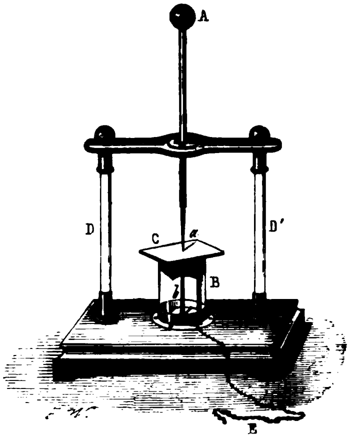


Fig. 314.

culairement à l'axe commun des deux pointes on lui donne une position très-oblique et presque parallèle à cet axe, on remarque que, dans l'air, le trou est beau coup plus près de la pointe positive que de l'autre. La différence des distances disparaît quand on opère dans le vide approché.

L'excitateur à manche de verre que l'on emploie constamment dans toutes ces expériences a déjà été représenté page 443; les deux arcs AE, EB sont mobiles autour de la charnière E, et peuvent être manœuvrés sans risque à l'aide de tiges de verre F, G, couvertes de gomme laque, et qui les tiennent à leur partie moyenne.

L'expérience du thermomètre de Kinnersley et celle du mortier électrique trouvent ordinairement place à côté des précédentes.

Thermomètre de Kinnersley. — Le thermomètre de Kinnersley (fig. 315) est formé de deux tubes de diamètres très-inégaux, parallèles entre eux, et communiquant à leur partie inférieure. Le gros tube A est fermé en haut et en bas par des viroles de cuivre à travers lesquelles passent les petites tiges conductrices *b* et *a*. Il contient en outre un peu de liquide coloré qui ne s'élève pas jusqu'au sommet du conducteur inférieur. Ce liquide se

répand par communication dans le tube latéral B; et lorsqu'on vient à faire passer une étincelle de *a* en *b*, il s'y trouve vivement refoulé.

Dans le mortier électrique (fig. 316), la bombe est projetée par

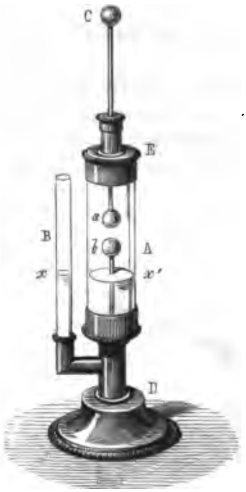


Fig. 315.

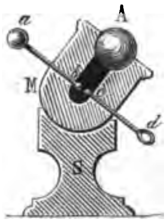


Fig. 316.

l'expansion subite que prend sous l'action de l'étincelle produite entre *c* et *b*, le gaz renfermé dans la cavité *z*.

Transport des matières pondérables par l'électricité. — En observant avec soin les surfaces de deux boules entre lesquelles jaillit une forte étincelle électrique, Fusinieri y a trouvé des traces évidentes de transport de matières arrachées à l'une et à l'autre, dans le mouvement des fluides. Ainsi, en opérant avec une boule de cuivre et une d'argent, on voyait sur celle-ci, au point où avait jailli l'étincelle, une petite cavité tapissée d'oxyde de cuivre, et au point correspondant de l'autre des globules microscopiques d'argent fondu. Dans l'expérience que nous citons ici, la boule d'argent était positive; en d'autres circonstances, où la décharge avait traversé une plaque de bois ou une plaque métallique, on apercevait aussi sur cette dernière des dépôts des substances prises à l'une ou à l'autre des deux sphères.

Il est beaucoup d'autres cas dans lesquels on peut constater des transports de matières pondérables par les fluides en mouvement. Nous y reviendrons quand nous étudierons les courants qui se propagent sans production d'étincelles.

§ 4. — EFFETS CALORIFIQUES ET MAGNÉTIQUES.

Lorsqu'on transmet une forte étincelle électrique à travers un fil ou une mince feuille métallique, on observe des phénomènes d'échauffement, de fusion ou de volatilisation dont l'intensité dépend des quantités de fluide mises en jeu dans la décharge.

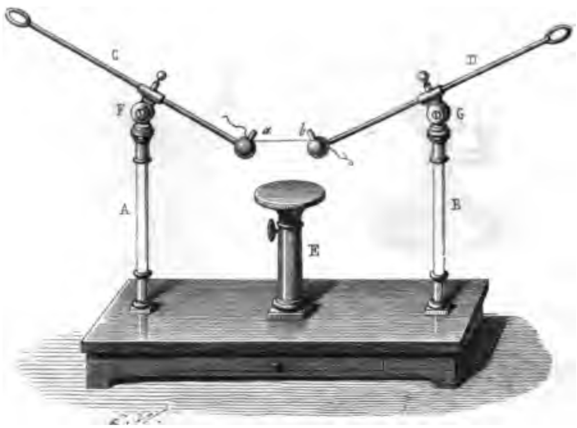


Fig. 317.

Pour rougir ou fondre des fils, on peut employer avec avantage l'excitateur universel représenté sur la figure 317.

Sur une tablette de bois qui sert de pied à l'appareil sont fixées verticalement trois petites colonnes de verre A, B, E. Celle du milieu E supporte un disque d'ivoire horizontal. Les tiges extrêmes A et B sont un peu plus longues que la précédente, elles se terminent toutes deux par une pièce de cuivre formée de deux parties, l'une fixe, l'autre mobile d'un mouvement de genou autour de l'axe G ou F.

Dans chacune des pièces mobiles, glissent à frottement des tiges de cuivre C ou D, entre les deux extrémités correspondantes des-

quelles on peut attacher, à l'aide de petites chevilles *a* et *b*, le fil que l'on veut soumettre à la décharge.

L'expérience ainsi disposée, on met l'un des conducteurs C, D, D par exemple, en communication avec l'extérieur d'une bouteille ou d'une batterie; puis, à l'aide de l'excitateur à manches de verre, on fait communiquer l'armure interne de la même batterie avec l'autre conducteur C.

Le mouvement des fluides s'opère à travers le fil *ab*, qui, suivant sa nature et ses dimensions, éprouve des effets calorifiques plus ou moins intenses.

Lorsqu'on désire spécialement montrer la volatilisation des métaux, on s'arrange de manière que leur vapeur, passant à travers une fine découpure, vienne se fixer sur un morceau de papier ou de soie bien blanche, où elle imprime ainsi les contours de la découpure.

C'est de cette manière que s'exécute la reproduction classique du portrait de Franklin (fig. 318).

Sur une carte où, le profil est dessiné en creux par une découpure, on place une mince feuille d'or, que l'on y assujettit en



Fig. 318.

repliant sur elle les bords de la carte; puis on place le tout sur le papier qui doit recevoir l'image, et l'on met en presse, en laissant libres les bouts opposés de la feuille d'or comme on le voit figure 318. On fait communiquer ces deux extrémités avec les deux armures d'une batterie, et par une seule décharge on obtient, si l'on a pris de suffisantes précautions, la reproduction complète de la découpure.

Dans une série de travaux très-importants, M. P. Riess a étudié avec grand soin l'influence qu'exercent sur l'échauffement des fils soumis à l'action de l'étincelle électrique, d'une part, leur nature, leur diamètre et leur longueur; d'autre part, la quantité d'électricité qui les traverse et l'étendue superficielle de la batterie

sur laquelle elle se trouve accumulée. Mais les rapports intimes qui existent entre cette question et celle de l'élévation de température produite dans les conducteurs traversés par les courants d'électricité voltaïque, nous déterminent à ne parler des résultats obtenus par M. Riess que dans les chapitres où il sera spécialement question de l'étude des courants produits par les piles.

Pour une raison semblable nous ne décrirons pas ici les phénomènes de transport obtenus à l'aide des courants électriques que fournit la machine de M. Armstrong; et, toujours par le même principe, nous différerons l'exposition des effets magnétiques que l'on peut obtenir avec l'électricité des machines.

Toutefois, relativement à ce dernier cas, nous croyons devoir citer une expérience intéressante, que l'on fait ordinairement à l'aide de la bouteille de Leyde.

On enroule un fil de cuivre en spirale sur un tube de verre d'environ 0,006^{mm} de diamètre, en prenant soin que les spires ne se touchent pas; et, après avoir placé dans l'intérieur une forte aiguille à coudre, on fait passer l'étincelle à travers le fil, aussitôt l'aiguille se trouve aimantée. On pourrait encore obtenir aisément l'aimantion de petites aiguilles d'acier en transmettant la décharge par un fil rectiligne tendu au-dessus d'elles et perpendiculairement à leur direction.

Ces expériences sont de MM. Arago et Savary. Elles ont été faites quelques mois après qu'Œrsted eut constaté l'action directrice des courants sur l'aiguille aimantée. Mais il faut ajouter que soixante ans auparavant, Franklin (lettre à P. Collinson, juin 1751) donnait aux aiguilles la faculté directrice, et en changeait les pôles à son gré en les faisant traverser par des décharges électriques.

§ 5. — LUMIÈRE ÉLECTRIQUE.

Il serait peut-être difficile de préciser à quelle époque fut, pour la première fois, observée la lumière électrique; toutefois Dufay, en traçant rapidement un aperçu historique des observations faites sur ce sujet, cite dès l'abord celles d'Otto de Guéricke : « lequel a remarqué, dit-il, que la boule de soufre sur laquelle il a fait un si grand nombre d'expériences curieuses relatives à l'électricité, devenait lumineuse quand on la frottait dans l'obscurité. »

Cette lumière électrique se présente tantôt sous la forme de lueurs phosphorescentes et fugitives qui naissent, au moment du

frottement, sur les corps qu'on électrise par ce moyen; tantôt sous forme d'aigrettes qui s'échappent des angles des conducteurs fortement chargés de fluide; tantôt enfin, sous forme d'étincelles.

La découverte de *l'étincelle* paraît due à Wall, qui en donna une description complète avant l'époque où Dufay publia ses mémoires; aussi ce dernier physicien parle-t-il comme d'une chose bien connue avant lui, de ces *particules de phosphore* qui s'échappent d'un cylindre de verre frotté, vers les corps que l'on en approche. Quant aux jets de lumière qui apparaissent dans le vide, Hausbée les a produits et décrits avec soin; enfin il est souvent fait mention des aigrettes ordinaires dans les écrits de Franklin, de Nollet et des autres électriciens de la même époque.

On y voit aussi consigné ce fait curieux et facilement observable, qu'à l'extrémité d'une pointe mise en communication avec un conducteur chargé de fluide négatif, au lieu d'une aigrette, on n'aperçoit plus qu'une sorte de point ou petit globule lumineux.

Pour observer les différents effets lumineux dont nous venons de parler, il faut se placer dans l'obscurité. Les étincelles seules ont une lumière assez vive pour pouvoir être observées en plein jour.

Lorsqu'on veut produire des aigrettes, il suffit de visser une pointe métallique mousse sur un des conducteurs d'une machine donnant du fluide vitré. On voit alors s'échapper de l'extrémité de cette pointe une petite gerbe de lumière violacée toujours assez resserrée quand on opère avec les machines ordinaires. Mais le phénomène acquiert beaucoup d'intensité quand on approche la main ou une sphère métallique en communication avec le sol. La gerbe s'étend alors et prend la forme d'une sorte de cône qui s'appuie par sa base sur la paume de la main ou sur la portion de la sphère qui regarde la pointe.

Il faut bien observer néanmoins que la distance de cette dernière aux corps conducteurs ne soit pas trop faible, sans quoi l'électricité s'échapperait vers eux, sous forme d'étincelles vives et brillantes.

Recherches de M. Masson. — L'intensité de la lumière projetée par l'étincelle électrique dépend de la distance explosive et croît avec elle. M. Masson a étudié les lois de cette dépendance en employant un procédé photométrique particulier que nous ferons connaître plus tard; quant à l'appareil producteur de l'étincelle, il consistait en un condensateur dont on mesurait la charge à l'aide d'une bouteille de Lane.

En ces circonstances, M. Masson a reconnu que l'éclat de l'étincelle est proportionnel au carré de la distance explosive, propor-

tionnel à la surface du condensateur et en raison inverse de l'épaisseur de la lame isolante.

La teinte de l'étincelle varie avec les circonstances de sa production. Celles que l'on obtient dans l'air atmosphérique à l'aide des machines ordinaires, sont le plus souvent blanches ou légèrement violacées. Mais, pour en changer la couleur, il suffit de faire varier la nature des boules entre lesquelles elles jaillissent.

Cet effet s'explique par le transport et l'incandescence des particules arrachées aux boules polaires, et l'influence de ces particules métalliques ainsi entraînées se manifeste encore d'une autre manière. Lorsqu'on observe avec un prisme le spectre de l'étincelle, on le voit sillonné par des raies brillantes dont le nombre et la disposition dépendent de la nature des pôles, et accusent ainsi la part qu'ont dans les phénomènes ces particules matérielles transportées par le courant.

La nature du milieu dans lequel l'étincelle est produite peut aussi modifier son aspect. Ainsi, dans l'hydrogène, sa couleur est pourprée et non plus blanche comme dans l'air, quoique la distance explosive qui répond à une même charge soit à peu près la même dans ces deux fluides.

On peut aussi dans les liquides obtenir de brillantes étincelles. M. Masson emploie pour y arriver une auge à faces, de glaces bien pures et bien travaillées; deux conducteurs recourbés se terminent au milieu du liquide intérieur par deux petites boules dont on peut régler la distance à volonté.

L'un de ces conducteurs, communiquant avec l'extérieur d'une bouteille, si l'on approche l'intérieur de la même bouteille de l'extrémité du second, on voit jaillir une étincelle, en chacun des deux points où le circuit est interrompu; et celle qui se produit dans le liquide peut avoir beaucoup d'éclat lorsque la décharge est assez forte. Mais un fait remarquable observé par M. Masson, c'est que dans le spectre de cette étincelle les raies ont ordinairement disparu.

Électricité dans le vide. — On peut, d'une manière analogue, obtenir des étincelles vives et blanches entre deux boules placées à distance convenable dans un récipient où l'on a fait un vide aussi parfait que possible, à l'aide d'une bonne machine pneumatique.

Quand on opère dans d'autres conditions, les phénomènes lumineux qui accompagnent le passage de l'électricité dans le vide se présentent avec des caractères différents.

Les expériences bien connues que l'on exécute d'ordinaire avec l'œuf électrique peuvent servir à les définir.

Œuf électrique. — Ce nouvel appareil n'est autre chose qu'un

récipient de verre de forme ellipsoïdale, terminé aux deux bouts de son grand axe par deux tubulures munies de garnitures métalliques. L'une *d* porte à l'extérieur un robinet R qui peut se visser sur le nez d'une machine pneumatique, et à l'intérieur une tige métallique *b* terminée par une sphère de même nature.

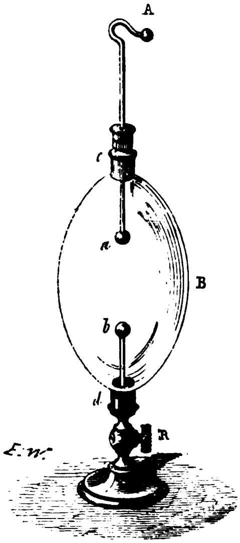


Fig. 319.

L'autre tubulure *c* est munie d'une boîte à cuir à travers laquelle se meut à frottement une seconde tige métallique également terminée par une boule A. Le vide étant fait dans l'appareil et les deux boules très-voisines, si l'on met la tige A en communication avec une machine en activité, l'électricité jaillira vers *b* sous forme d'étincelles petites, blanches et brillantes.

Pour une distance un peu plus grande, on aura entre les deux boules des arcs de lumière pourprée.

Enfin, si l'écartement s'accroît encore, on verra s'établir entre les deux conducteurs une gerbe de lumière violacée renflée en son milieu.

Si à ce moment on rend partiellement l'air, la gerbe se rétrécira ; et, la pression continuant à augmenter, la décharge ne se fera bientôt plus que d'une manière discontinue et par une série d'étincelles.

On peut encore observer la lumière électrique dans le vide avec un de ces longs tubes de verre qui servent à étudier la chute des corps dans l'air plus ou moins raréfié. Après avoir autant que possible épuisé l'air d'un de ces tubes, on le met, par une de ses extrémités métalliques, en communication avec les conducteurs d'une machine, tandis que l'autre extrémité communique au sol. On fait alors fonctionner la machine, et aussitôt on voit le tube traversé de longs jets de lumière pâle et bleuâtre, qui deviennent souvent plus vifs lorsqu'on promène la main tout le long de la surface extérieure du verre.

Tube étincelant, etc., etc. — Enfin on emploie quelquefois la lumière de l'étincelle électrique à produire des effets assez brillants, et qui sont d'un agréable effet dans les cours.

Sur une lame de nature isolante, un carreau de vitre, un tube de verre, par exemple, on colle un ruban d'étain étroit et fort mince, en prenant soin de le contourner plusieurs fois ou de le replier de manière à former une série de zigzags assez serrés;

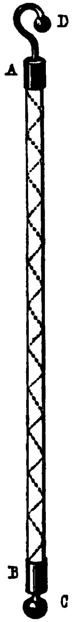


Fig. 320.

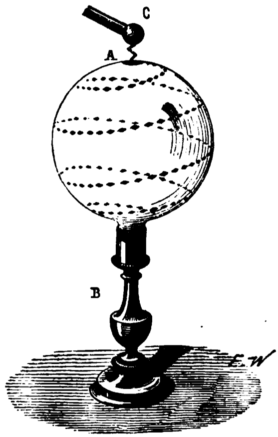


Fig. 321.

puis, avec une pointe, on trace sur la lanière conductrice un grand nombre de solutions de continuité tellement disposées, que leur ensemble donne le tracé d'une figure facilement reconnaissable; enfin après avoir mis une des extrémités de la bande d'étain en communication avec le sol, on donne à l'autre une étincelle, et au même instant, l'électricité franchissant sous forme lumineuse tous les interstices, fait apparaître en points de feu les contours de l'objet que l'on a cherché à imiter.

Les figures 320 et 321 représentent le tube et le globe étincelant; la bande d'étain est enroulée en hélice sur la surface vitreuse ou plutôt elle est remplacée par une série de petits losanges allon-

gés dont les pointes sont presque en contact et dont les grandes diagonales sont tangentes à la courbe héliçoïdale que l'on veut faire apparaître au moment de la décharge.

Après cette étude rapide de la lumière électrique, il serait naturel d'indiquer à quelle cause on la doit attribuer.

Il serait naturel de chercher si le fluide électrique en mouvement peut agir directement sur l'éther, ou si l'action exige, pour se manifester, l'intermédiaire de molécules matérielles transportées, comprimées, rendues incandescentes par le courant électrique. Mais jusqu'ici on n'est pas en mesure de résoudre directement la question, parce qu'il n'existe pas de combinaison d'appareils qui permette de transmettre les décharges électriques dans un vide absolument parfait.

CHAPITRE VIII

ÉLECTRICITÉ ATMOSPHÉRIQUE. — PARATONNERRES.

§ 1. — ÉLECTRICITÉ DES NUAGES ORAGEUX.

La ressemblance qui existe entre les décharges électriques et les coups de foudre a été remarquée par les premiers physiciens qui ont observé de véritables étincelles. Wall la proclame ; il assimile au bruit du tonnerre le craquement qui se fait entendre au moment où le trait de feu s'échappe des cylindres employés dans les expériences électriques. L'analogie devait paraître plus frappante lorsque, plus tard, on commença à étudier les effets intenses que l'usage de la bouteille de Leyde permettait d'obtenir. Aussi Musschenbroek et Allaman, en décrivant leurs expériences, sont très-explicites. « J'ai tout le corps ébranlé comme d'un coup de foudre, » écrivait à Réaumur le premier de ces deux physiciens. Enfin, en 1752, Franklin démontrait rigoureusement la légitimité de ces rapprochements, et prouvait, par des expériences directes que les orages sont de véritables phénomènes électriques.

Expériences de Franklin et de Dalibard. — Franklin avait étudié le pouvoir des pointes. Il savait que l'on décharge rapidement un conducteur électrisé lorsqu'on approche à une certaine

distance de sa surface une pointe conductrice en communication avec le sol; et il en concluait justement que pour rendre électrique un conducteur isolé armé d'une pointe, il suffit d'approcher de celle-ci un corps électrisé lui-même. Le fluide dont se charge alors le conducteur est de même espèce que celui du corps influent.

Partant de ces principes, Franklin voulut d'abord explorer l'état électrique des nuages en élevant en l'air, à grande hauteur, une tige métallique soutenue par un pied isolant et terminée en pointe à sa partie supérieure. Mais des circonstances indépendantes de sa volonté ayant apporté quelque retard à l'exécution de ce premier projet, il opéra d'une façon un peu différente.

Au mois de juin 1752, par un temps d'orage, il lança en l'air un cerf-volant armé d'une pointe, et dont la corde se trouvait inférieurement terminée par un cordon de soie isolant.

Sous l'influence du nuage orageux, le cerf-volant devait se charger comme la tige dont nous parlions d'abord. Seulement le peu de conductibilité de l'appareil s'opposa quelque temps à la réussite de l'expérience; mais une pluie fine étant venue à tomber, la corde, rendue plus conductrice, manifesta aussitôt des signes électriques à sa partie inférieure. Franklin put en tirer des étincelles.

Quelques semaines avant le jour où fut exécutée la mémorable expérience que nous venons de décrire, un physicien français, Dalibard, « suivant la route que Franklin avait tracée, cherchait à vérifier ses idées sur l'analogie du tonnerre et de la foudre, » en mettant à exécution le projet d'expérience que l'illustre Américain n'avait encore pu réaliser.

« Dalibard choisit pour cet effet un jardin situé à Marly-la-Ville, où il plaça sur un corps isolant une barre de fer de 40 pieds de haut. Le 10 mai 1752, à 2 heures 20 minutes de l'après-midi, une nuée orageuse étant venue à passer au-dessus du lieu où la barre avait été élevée, ceux que l'on avait apposés pour y veiller s'approchèrent et en tirèrent des étincelles de feu en éprouvant la même espèce de commotion que dans les expériences électriques ordinaires. »

Pour tirer ces étincelles, on se servait d'un fil de cuivre tenu par un manche isolant et touchant au sol par une de ses extrémités.

Dans la première expérience de Franklin, l'électrisation du cerf-volant ne s'était manifestée que par des étincelles de faible intensité; mais lorsqu'on accroît la conductibilité de l'appareil en enlaçant dans la corde des fils métalliques très-fins, on obtient

des effets d'une violence extrême. En 1753, de Romas, avec un cerf-volant ainsi perfectionné, tirait de l'extrémité de la corde, pendant une heure d'observation, plus de trente lames de feu de dix pieds de long, sans en compter mille autres de sept pieds et au-dessous.

Il n'est pas besoin d'ajouter que, lorsqu'on expérimente ainsi sur de véritables décharges foudroyantes, il faut avoir garde d'être atteint par quelqu'une d'elles. Aussi, pour éviter les accidents, on plante en terre, tout autour du treuil qui soutient le cerf-volant, des piquets métalliques, et l'on ne dépasse jamais l'espèce d'enceinte préservatrice qu'ils forment.

En s'astreignant à ce soin, on est sûr que si le cerf-volant se décharge spontanément, l'étincelle frappera un des piquets bons conducteurs, au lieu d'aller chercher plus loin une route qui lui offrirait plus de résistance.

Il faut aussi employer des excitateurs dont les manches, soigneusement vernissés, aient une grande longueur. Les tiges de verre que Charles employait à cet effet n'avaient pas moins de 1 mètre de long.

Pour les observations journalières, on se trouve très-bien de l'emploi des tiges disposées comme celle de Dalibard ; seulement il ne faut jamais oublier de prendre toutes les précautions nécessaires pour qu'une décharge spontanée partie d'un quelconque de leurs points ne puisse devenir préjudiciable, soit aux bâtiments au-dessus desquels la tige se trouve ordinairement élevée, soit aux observateurs eux-mêmes. Il faut que toujours, à faible distance, soit un excellent conducteur en parfaite communication avec le sol ; car alors, toutes les fois que l'on n'aura pas d'observations à faire, on pourra, en reliant la pointe au conducteur, empêcher qu'elle n'acquière de tension appréciable ; et lorsque pour expérimenter on aura rompu la communication, si quelque décharge se produit, le conducteur seul sera frappé.

Carillon électrique. — Le carillon électrique peut être avantageusement employé pour avertir les observateurs du moment où les tiges sont un peu chargées.

On termine la tige à sa partie inférieure par un timbre métallique; et, à la même hauteur, on en fixe un second tout pareil sur le sommet du conducteur destiné à l'écoulement de l'électricité. Entre ces deux timbres peut se mouvoir une petite boule de bronze pendant librement au bout d'un fil de soie. Quand l'appareil se charge, la boule prend un mouvement rapide entre les deux timbres et les choque tour à tour.

§ 2. — DE L'ÉLECTRICITÉ ATMOSPHÉRIQUE DANS LES TEMPS CALMES

Dans les temps d'orage, les appareils que nous venons de décrire donnent tantôt des signes d'électricité positive et tantôt des signes d'électricité négative ; par suite, il faut admettre que des différences correspondantes existent dans la nature des fluides qui couvrent les nuages influents. Dans les temps calmes, au contraire, on trouve ordinairement dans l'air du fluide positif. Seulement, cette électricité normale ne manifeste plus sa présence par des phénomènes aussi intenses que ceux dont nous avons parlé aux pages précédentes. Elle est surtout abondante quand le temps est pur et sec, et les couches atmosphériques s'en trouvent chargées dans une proportion d'autant plus forte que leur hauteur au-dessus du sol est plus considérable.

Enfin, de l'ensemble des observations faites depuis plus d'un demi-siècle, il paraît résulter, d'une part, que l'électricité atmosphérique est moyennement plus abondante l'hiver que l'été ; d'autre part que, dans le courant d'une journée, elle présente deux maxima et deux minima. Les maxima ont lieu à Bruxelles vers 8 heures du matin et 9 heures du soir ; les minima vers trois heures de l'après-midi et 2 heures de la nuit.

Recherches de Saussure et de M. Becquerel. — De Saussure, dans ses études sur l'électricité atmosphérique, employait ordinairement un simple électroscope à pailles, dont le bouton supportait une longue pointe en cuivre. Comme les observations, par leur nature même, devaient être faites en plein air et quelquefois par la pluie ou la neige, une sorte de chapeau, représenté en B sur la figure 322, abritait et le bas de la tige et l'électroscope lui-même.

La cage de l'électroscope était carrée, et sur une de ses parois latérales, était tracée une division angulaire dont le centre était à la hauteur du point autour duquel les pailles se mouvaient. Quand ces dernières se trouvaient au repos, en les regardant par la face opposée à celle qui portait la division, on les voyait se projeter sur le zéro, et comme le plan qu'elles décrivaient en s'écartant restait parallèle à celui de l'arc gradué, on pouvait assez facilement juger de leurs écarts angulaires.

Enfin Saussure prenait le soin de chercher quelle relation existait entre les angles de divergence et les charges correspondantes.

A cet effet, il se procurait un second électroscope parfaitement égal à celui qu'il voulait graduer, et après avoir déterminé l'écart que prenaient les pailles de celui-ci pour une charge déterminée, il le mettait en contact avec l'autre : les pailles du premier appareil se rapprochaient alors, et leur nouvel angle d'écart correspondait nécessairement à une charge précisément égale à la moitié de celle qui les faisait diverger d'abord.

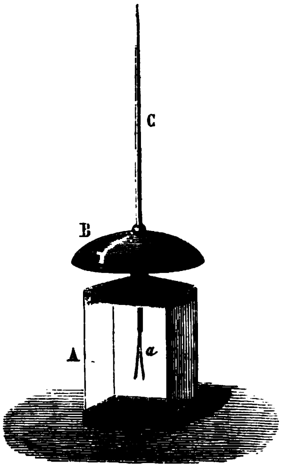


Fig. 322.

Il est évident que deux ou trois déterminations de ce genre fournissent assez d'éléments pour qu'on puisse construire sans peine la table de graduation de l'appareil.

La tige de l'électroscope de Saussure ne peut jamais avoir une longueur bien considérable; mais on fait disparaître cette limitation fâcheuse, à l'aide d'un artifice qui, perfectionné par M. Becquerel, a servi utilement à ce savant dans ses recherches sur l'électricité atmosphérique.

On métallise sur toute sa surface un fil de soie d'une grande longueur; à l'une de ses extrémités, on fait une boucle lâche que l'on passe autour de la tige de l'électromètre : l'autre extrémité s'attache au fer d'une flèche. Si alors, avec un arc ordinaire, on lance la flèche en l'air, le fil se tend et quitte l'électromètre, mais après lui avoir communiqué l'électricité prise par la flèche au

moment où la séparation a eu lieu. Pour que l'expérience réussisse, il faut que le fil puisse s'allonger instantanément et sans difficulté ; il faut de plus qu'il soit toujours isolé du sol, et c'est à quoi l'on arrive en le déroulant à l'avance sur une pièce de taffetas gommé placée près de l'électroscope.

Causes de l'électricité atmosphérique. — M. Pouillet a reconnu que si l'on fait germer des graines dans des vases métalliques isolés, ceux-ci se chargent d'électricité négative, tandis que les gaz exhalés emportent du fluide positif.

Il a reconnu, en outre, qu'il y a production d'électricité dans toute évaporation qui est accompagnée d'une ségrégation chimique.

Par suite il admet que les phénomènes de végétation et d'évaporation qui s'opèrent incessamment à la surface du globe ont une très-large part dans la prodution de l'électricité atmosphérique.

M. Matteucci a confirmé, par de nouvelles observations, les idées de M. Pouillet touchant l'influence de l'évaporation des eaux salines. Dans les expériences du physicien italien, une large lame métallique recouverte d'un peu de terre était soutenue sur un support isolant ; on la mettait en communication avec un électroscope, et après l'avoir chauffée à 40°, on y versait une solution concentrée de sel marin ; l'évaporation commençait, et aussitôt on voyait l'électroscope se charger d'électricité négative.

Enfin M. Becquerel a constaté que l'eau des lacs et des rivières se trouve ordinairement chargée d'électricité positive par suite des actions physico-chimiques qu'elle exerce sur le sol ; et dès lors, quoique les vapeurs fournies par ces eaux douces soient produites sans ségrégation chimique appréciable, elles sont probablement aussi chargées de fluide positif, car elles doivent conserver en s'élevant l'état électrique qu'elles possédaient avant d'avoir perdu la forme liquide.

§ 3. — DES ORAGES.

Que l'une ou l'autre de ces différentes opinions puisse expliquer les phénomènes, que toutes doivent être simultanément admises, il n'en est pas moins vrai qu'au moment où les vapeurs disséminées dans une couche d'air se rassemblent pour former un nuage, le fluide se porte à la surface de ce dernier, et y acquiert une tension de beaucoup supérieure à celle qui existait précédemment au même point de la couche atmosphérique.

Les nuages sont donc de véritables conducteurs électrisés, et de ce que nous avons dit jusqu'ici il semble résulter qu'ils devraient être toujours chargés de fluide vitré; mais l'existence des nuées résineuses s'explique aussi sans difficulté.

Ainsi, sous l'influence d'un nuage supérieur fortement chargé de fluide positif, un nuage inférieur plus petit, primitivement peu électrique, se charge par influence, et si le fluide repoussé peut s'écouler vers le sol ou vers d'autres masses de vapeurs voisines, la nue influencée restera négative.

On peut encore remarquer que la surface de la terre, surtout celle des montagnes, doit, sous l'influence de l'électricité positive de l'atmosphère, se charger de fluide résineux; par suite, les nuages qui restent longtemps au contact avec les flancs des pics élevés partagent cet état électrique, et ils le conservent lorsque le vent les pousse vers d'autres parages atmosphériques.

Les coups de foudre sont de tout point assimilables aux étincelles électriques, et l'intensité des effets qu'ils produisent tient surtout à la grande étendue du nuage; il résulte en effet de cette étendue, qu'une énorme quantité d'électricité peut être mise en jeu dans une seule décharge, sans que la tension moyenne sur le nuage ait été primitivement excessive.

Choc direct. Choc en retour. — Avant que l'étincelle foudroyante n'éclate, tous les corps les plus voisins du nuage subissent son action puissante et se chargent par influence d'électricité contraire à la sienne, tandis que le fluide de même nom est refoulé dans le sol. L'accumulation d'électricité se fait surtout à leur partie supérieure; elle est d'autant plus grande qu'ils sont plus élevés et meilleurs conducteurs, ce qui explique la fréquence avec laquelle sont foudroyés les arbres, les clochers et en général les édifices d'une grande hauteur. Les effets terribles des coups de foudre directs sont trop connus pour qu'il soit besoin de les décrire ici; mais il est bon d'insister sur un autre phénomène désigné par les physiciens sous le nom de choc en retour, et qui peut aussi avoir des conséquences funestes.

Au moment où le nuage orageux se décharge, tous les corps soumis à son action rentrent à l'état naturel, ou tout au moins subissent dans leur état électrique une modification brusque et profonde. Le mouvement des fluides qui s'opère ainsi dans leur intérieur est moins violent sans doute que s'ils recevaient le coup de foudre direct, mais l'expérience prouve qu'il peut quelquefois donner la mort aux êtres vivants qui en sont le siége.

Éclair. Bruit du Tonnerre. — Pour expliquer la longueur considérable des traits de feu qui sillonnent les nuées orageuses, on

admet ordinairement que chacun d'eux est l'ensemble d'une multitude d'étincelles partielles, éclatant presque simultanément dans toutes les solutions de continuité que l'électricité franchit au milieu de la masse nuageuse. En un mot on assimile la propagation de l'éclair à l'effet qui se produit dans l'expérience du tube étincelant, lorsque l'étincelle, donnée à l'un des bouts du tube, se transmet en un temps inappréciable à travers la série des intervalles que laissent entre eux les losanges conducteurs.

Toutes les décharges partielles qui constituent l'éclair total se font presque au même instant physique, mais elles éclatent à des distances différentes de l'oreille. Elles lui arrivent donc successivement; de là une des principales causes du prolongement du bruit du tonnerre. Quant aux renforcements que ce bruit présente souvent, ils peuvent provenir de ce que plusieurs des décharges partielles qui composent le coup de foudre total ont lieu en des points également éloignés de l'observateur. D'ailleurs il est évident que des effets d'écho doivent modifier ordinairement le bruit primitif des décharges.

§ 4. — PARATONNERRES.

Après l'analyse que nous avons donnée de l'action exercée par les nuages sur les instruments dont on se sert pour étudier l'électricité atmosphérique, on comprendra sans peine la disposition et l'usage des appareils à l'aide desquels on sait, depuis Franklin, prévenir les effets désastreux de la foudre.

Que sur le sommet d'un édifice on élève une ou plusieurs barres métalliques terminées en pointe par le haut, et mises en exacte communication avec le sol; si une nuée orageuse s'approche, l'influence qu'elle exerce sur le système *des paratonnerres* attirera à leur partie supérieure du fluide de nom contraire à celui qui la recouvre, et ce fluide s'échappant par la pointe ira neutraliser dans le nuage l'électricité qui l'appelle.

La neutralisation des fluides contraires se fera en général silencieusement; mais si par hasard la décharge éclatait, elle frapperait nécessairement la tige, qui fournirait à l'électricité atmosphérique un écoulement rapide et sans danger pour le bâtiment voisin.

Les règles que l'on a adoptées pour la construction des paratonnerres sont les suivantes.

La tige est une barre de fer qui a souvent une dizaine de mètres

de long et six centimètres de large à la base; elle s'élève au-dessus du faîte des édifices qu'elle doit préserver, et se trouve terminée à sa partie supérieure par une pointe en platine ou en cuivre rouge doré. On recommande de travailler cette pointe sous un angle de 30°. Le pied de la tige communique au sol par une barre de fer carrée de 13 à 20 millimètres de côté, ou bien par une corde de fils de fer vernissés, et qui a environ 18 millimètres de diamètre.

Le conducteur, qui descend à peu près parallèlement aux murs du bâtiment, doit d'abord s'enfoncer dans le sol jusqu'à un demi-mètre environ; puis il se recourbe perpendiculairement aux murs, s'en écarte à plusieurs mètres, et va, autant que possible, se rendre dans un puits.

Pour préserver de l'oxydation la partie souterraine du paratonnerre, on l'entoure de braise bien calcinée.

Enfin, quand on ne peut pas faire aboutir dans une nappe d'eau l'extrémité du conducteur, on la termine par un grand nombre de ramifications, de manière à faciliter autant que possible l'écoulement de l'électricité.

On admet souvent qu'un paratonnerre peut préserver un cercle dont le rayon est double de la hauteur de la tige ; mais cette règle n'a rien d'absolu, l'étendue de l'espace préservé dépendant évidemment de la nature plus ou moins conductrice des corps qui s'y trouvent contenus.

Les paratonnerres doivent être en communication avec toutes les pièces métalliques un peu importantes qui entrent dans la construction des édifices que l'on en munit.

Quand il est nécessaire d'élever plusieurs tiges préservatrices, il faut toutes les relier métalliquement entre elles.

L'expérience a démontré de la façon la plus concluante l'efficacité des paratonnerres. Les preuves de statistique abondent pour établir que des édifices constamment frappés et endommagés par la foudre pendant plusieurs siècles, ont cessé brusquement de l'être dès l'instant où ils ont été armés de paratonnerres. En un mot, tous les documents recueillis sur cette matière concordent pour démontrer l'exactitude d'un énoncé par lequel M. Arago termine sa notice sur le paratonnerre, à savoir que :

« Les paratonnerres n'ont pas seulement pour effet de rendre les coups foudroyants inoffensifs; par leur influence, le nombre de ces coups est en outre considérablement réduit. »

LIVRE IV

MAGNÉTISME.

CHAPITRE PREMIER

PROPRIÉTÉS CARACTÉRISTIQUES DES AIMANTS. COUPLE DIRECTEUR.

§ 1. — PROPRIÉTÉS CARACTÉRISTIQUES DES AIMANTS.

Aimants naturels. — On appelle aimants naturels ou pierres d'aimants, des minerais de fer qui jouissent de la propriété d'attirer le fer, l'acier, le nickel, etc. Ils renferment ordinairement 27,5 pour cent d'oxygène, et par suite leur composition peut se représenter par la formule Fe^3o^4. Les anciens en avaient trouvé abondamment dans une certaine région de Macédoine, et aussi dans le voisinage d'une ville d'Asie Mineure, toutes deux appelées *Magnésie*. De là les noms de *pierre magnétique*, de *vertu magnétique*, adoptés par les Grecs, et définitivement consacrés dans les écrits d'Euripide[1].

Aimants artificiels. — Les aimants naturels, sans rien perdre de leur puissance, peuvent communiquer la vertu magnétique à des aiguilles, des barreaux d'acier ou de fer aciéré, lorsqu'ils restent quelque temps en contact avec eux.

1. Lapis ille qui vulgò *magnes*, vel ab inventore, vel à Magnesiâ regione Macedoniæ *magnetum* feraci; aut Magnesiâ urbe Asiæ minoris in Joniâ, juxta Meandrum fluvium, nuncupatur. Hinc Lucrecius inquit :

> Quem magneta vocant patrio de nomine Graii
> Magnetum quia sit patriis in montibus ortus.

.... Postea vero, ab Euripide, ut refert Plato, magnesio nomine insignitus est. (GUILLELMI GILBERTI, *de Magnete*. Lib. I, cap. II.) Gilbert était médecin de la reine Élisabeth d'Angleterre. Il mourut en 1598.

Aussi arrive-t-on aisément à construire des aimants artificiels de toutes formes : seulement, pour obtenir les meilleurs résultats possibles, il convient de s'astreindre à certaines règles que nous ferons connaître pages 496 et suivantes.

Pôles des aimants. — Lorsqu'on roule un aimant naturel ou artificiel (fig. 323, 324, 325) dans la limaille de fer, on reconnaît

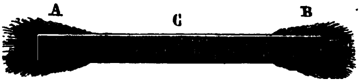


Fig. 323.

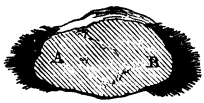


Fig. 324

aisément que cette dernière ne s'attache pas uniformément sur toute son étendue; elle se fixe surtout autour de certains centres d'action auxquels on donne le nom de pôles. Dans les aiguilles ou

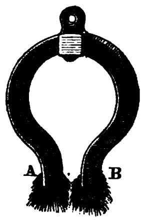


Fig. 325.

barreaux aimantés avec soin, ces centres sont ordinairement au nombre de deux ; ils sont situés vers les extrémités, et l'espace qui les sépare semble à peu près dépourvu de vertu magnétique. On appelle spécialement ligne moyenne, une suite de points situés vers le milieu de cet espace, et pour lesquels l'action magnétique est nulle.

L'existence des pôles et celle de la ligne moyenne peuvent encore être rendues sensibles par l'expérience suivante :

On place un barreau aimanté AB sous un feuille de carton blanc horizontale CD, et l'on projette sur celle-ci de la limaille de fer, en ayant soin de lui donner en même temps quelques secousses très-légères. Aussitôt les parcelles de fer se disposent comme le montre la figure 326. Elles accusent fortement sur le carton les contours des extrémités de la barre, en s'accumulant au-dessus d'elles sous forme de longs filaments hérissés, tandis que

vers la partie moyenne les signes d'une action énergique disparaissent ou peu s'en faut.

D'après cette localisation apparente de la vertu magnétique vers les deux bouts du barreau, on pourrait croire qu'il est facile d'ob-

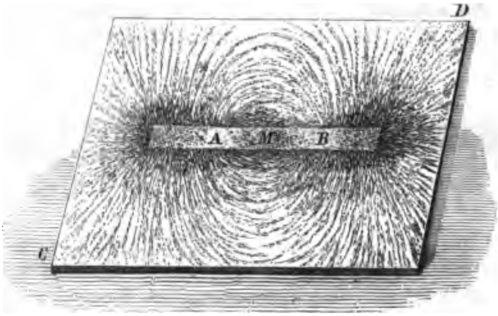


Fig. 326.

tenir un aimant à un seul pôle en brisant par le milieu une longue aiguille : il n'en est rien. Au moment de la rupture, ainsi que Gilbert l'a constaté, des pôles contraires apparaissent aux deux nouvelles extrémités, et chaque fragment est un aimant complet.

Points conséquents. — L'existence de deux pôles séparés par un espace neutre est donc le fait normal ; mais quelquefois aussi l'on trouve dans les aimants plus de deux centres d'action. Seulement, comme le plus ordinairement les centres d'action intermédiaires ou *points conséquents* gênent dans les applications, on cherche à les éviter, et l'on rejette les barreaux qui en présentent. Aussi, dans tout ce qui va suivre, supposerons-nous toujours qu'il s'agisse d'aimants possédant deux pôles seulement.

Direction des aimants. — L'attraction qu'ils exercent sur le fer n'est pas la seule propriété caractéristique des aimants : il en est une autre qui paraît aussi avoir été connue depuis un temps immémorial, et qui a conduit aux plus importantes applications : les aiguilles aimantées, librement suspendues par leur centre de gravité, se dirigent d'elles-mêmes, de façon que chacun de leurs pôles se tourne obstinément vers le même point de l'espace, et dans un même lieu cette direction est la même pour toutes.

Plus de mille ans avant J.-C., s'il faut en croire quelques auteurs, les Chinois profitaient de cette orientation naturelle des aimants pour se guider dans leurs courses sur mer ou dans des contrées inhabitées. En Europe, l'usage de la boussole ne remonte pas à

une aussi haute antiquité. On peut affirmer pourtant qu'il y était déjà bien connu au commencement du XIII^e siècle. Les vers de Guyot de Provins, que nous citons en note, justifient cette assertion [1].

Déclinaison, inclinaison. — Dans nos climats, l'aiguille aimantée suspendue par son centre de gravité à un fil très-flexible, se place dans un plan vertical qui fait actuellement un angle d'environ 22° avec le méridien terrestre; et dans ce plan, elle s'incline de 67° au-dessous de l'horizon.

Ces deux angles définissent la position de l'aiguille aimantée. Le premier a reçu le nom de déclinaison, l'autre celui d'inclinaison. En un même lieu ils changent lentement avec le temps, et à une même époque ils varient avec la position géographique du point où on les observe; ainsi, par exemple, si l'on fait le tour de la terre en suivant un méridien, on voit dans le voisinage de l'équa-

1. De notre père l'apostoile
Volsisse qu'il semblast l'estoile
Qui ne se muet. Bien la voyent
Li Mariuies, qui si avoient.
Par celle estoile vont et viennent
Et lor sen et lor voie tiennent.
Ils l'appellent la tresmontaigne.
Icelle estaiche et moult certaine.
Toutes les autres se removent
Et rechangent lor lieus et tornent;
Mais cele estoile ne se muet.
Un art font qui mentir ne puet
Par la vertu de la manière.
Une pierre laide et brunière
Où li fers volontiers se joint,
Ont, si gardent le droict point,
Puis d'une aiguille iont touchée
Et en un festu l'ont couchée
En léve le mettant sans plus
Et li festu la tient dessus.
Puis se tourne la pointe toute
Contre l'estoile si sans doute
Que jamais hom n'en doutera
Ne ja pour rien ne faussera.
Quant la mer est obscure et brune
Quant ne voist estoile ne lune
Dont font à l'aiguille allumer
Puis n'ont-ils garde d'esgarer
Contre l'estoile va la poincte.....

Flavion Gioja, né à Pasitano dans le royaume de Naples, paraît avoir le premier placé l'aiguille sur une pointe et divisé l'horizon en huit rhumbs de vent.

teur l'inclinaison devenir nulle, tandis que vers les pôles elle atteint en certaines localités une valeur de 90°. Seulement le pôle de l'aiguille qui plonge sous l'horizon dans une hémisphère est celui qui se relève dans l'autre.

Ajoutons encore qu'on appelle méridien magnétique d'un lieu le plan vertical qui, en ce lieu, contient l'aiguille aimantée librement suspendue, lorsqu'elle a pris sa position d'équilibre.

Si l'aiguille est assujettie à se mouvoir horizontalement, c'est dans ce même plan qu'elle se place.

Action réciproque des pôles des aimants. — On appelle pôles du même nom, ceux qui, dans le même lieu, se dirigent vers le même point de l'espace, et pôles de noms contraires ceux qui se tournent vers des points opposés.

Or, et c'est là un fait fondamental, lorsqu'on approche deux aimants l'un de l'autre par les pôles de noms contraires, ils s'attirent; par des pôles de même nom, ils se repoussent. Pour le

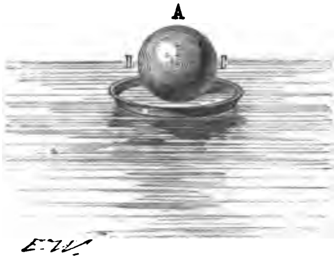


Fig. 327.

prouver, Gilbert faisait flotter sur l'eau une pierre d'aimant A (fig. 327) dont il avait déterminé à l'avance les pôles C et D, puis il en approchait un second aimant de manière que celui de ses pôles qui se dirigeait vers le nord, fût voisin du pôle contraire D de la pierre flottante ; aussitôt une attraction énergique se manifestait; mais si retournant l'aimant qu'il avait à la main, il en opposait le second pôle D' au même pôle D de la pierre mobile, il la faisait fuir aussitôt. (*De Magnete.* L. I, c. v.)

L'expérience peut se faire plus commodément encore en employant soit une aiguille mobile sur un pivot (fig. 328), soit un petit barreau suspendu à un fil sans torsion CD (fig. 329).

Enfin on peut encore opérer d'une manière un peu différente et sur laquelle il ne sera pas inutile d'insister.

Au-dessus d'un barreau aimanté un peu énergique AB (fig. 330), on place en *C* une petite aiguille aimantée *ab* mobile, horizontalement sur un pivot, et aussitôt on la voit se diriger suivant la ligne

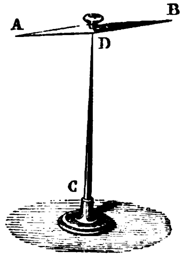


Fig. 328.

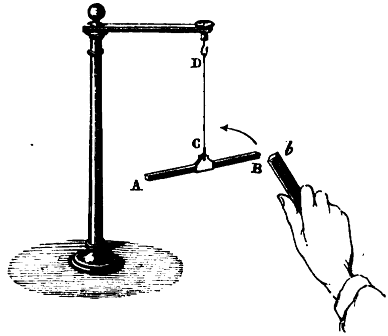


Fig. 329.

AB, de façon que les pôles de noms contraires soient tournés les uns vers les autres. L'aiguille ne paraît plus avoir de tendance à se placer dans le méridien magnétique ; et si on la rapproche des

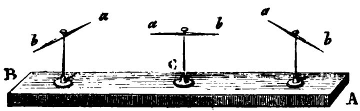


Fig. 330.

extrémités A ou B, elle s'incline, comme la figure l'indique, vers les centres d'action du barreau.

§ 2. — HYPOTHÈSE DU MAGNÉTISME TERRESTRE. — COUPLE DIRECTEUR.

Hypothèse du magnétisme terrestre. — Ainsi, quand on place une aiguille aimantée au-dessus d'un barreau puissant, elle se dirige, par rapport à la ligne des pôles de ce dernier, à peu près comme elle se dirige naturellement par rapport à l'axe de la terre, lorsqu'elle n'est soumise à aucune influence magnétique étrangère.

L'analogie est encore plus frappante lorsqu'on emploie, comme

le faisait Gilbert, une pierre d'aimant taillée en forme de sphère et ayant ses pôles en P et P' (fig. 331). La direction de l'aiguille placée aux différents points du plan méridien EPE' rappelle alors

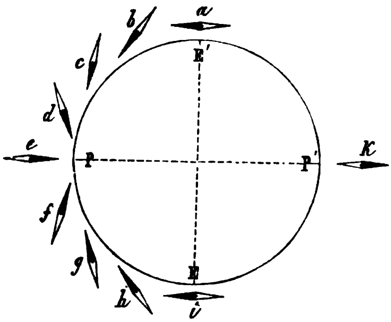


Fig. 331.

complétement ce que nous disions, quelques pages plus haut, pour donner une idée des positions que les aimants prennent aux différents points du globe. On conçoit dès lors comment le savant médecin de la reine d'Angleterre a été conduit à admettre : 1° que la terre doit être assimilée à un vaste aimant[1] ; 2° que le magnétisme de chacun de ses pôles est contraire à celui qui prédomine dans les portions des aiguilles aimantées qui se tournent vers lui[2].

Nous ne discuterons pas ici ces importantes propositions ; mais nous chercherons seulement à définir rigoureusement les caractères de l'action magnétique du globe, sans faire aucune hypothèse sur la cause à laquelle on la doit attribuer.

L'action de la terre est purement directrice; elle tend à orienter les aimants, mais nullement à en déplacer le centre de gravité. En effet, 1° si une aiguille aimantée de forme régulière est suspendue, par son centre de gravité, à un fil très-flexible, la verticalité de celui-ci n'est en aucune sorte altérée.

2° Un aimant qui flotte sur l'eau (fig. 327) se dirige, mais ne se meut pas vers les bords du bassin, pourvu que l'on prenne soin d'éviter toute agitation du liquide.

1. Quod globus terræ sit magneticus, et magnes.....

2. Præter ea meminisse oportet, omnes antè nos de polis lapidis scribentes, in maximo errore versari, qui partem lapidis in septemtriones inclinantem, septentrionalem polum lapidis existimant.....

Ces deux expériences prouvent que la résultante des forces qui sollicitent l'aiguille ne peut être que nulle ou verticale; or, en aimantant un barreau l'on n'en change pas le poids, « car, dit Gilbert, si avant de l'aimanter vous le pesez dans une balance d'orfévre très-fine et très-exacte, après la friction vous retrouverez juste le même poids sans accroissement ni diminution (l. III, ch. III). La résultante verticale est donc nulle, et par conséquent, dans les différents cas que nous venons de considérer, l'action magnétique de la terre sur l'aiguille se réduit nécessairement à deux forces égales, parallèlles, et agissant en sens inverse.

La grandeur de ces forces, leurs points d'application, leur direction sont-elles indépendantes de l'orientation de l'aimant dans l'espace. Les faits précédemment cités ne suffisent pas pour l'établir; mais comme l'expérience vérifie toujours avec la dernière exactitude, les conséquences auxquelles on arrive lorsqu'on admet l'invariabilité de ces divers éléments, on peut regarder comme parfaitement établi que, dans chaque lieu du globe, l'action de la terre se réduit à une couple de forces dont la direction et l'intensité sont déterminées.

La plupart des expériences que nous allons citer à l'appui de

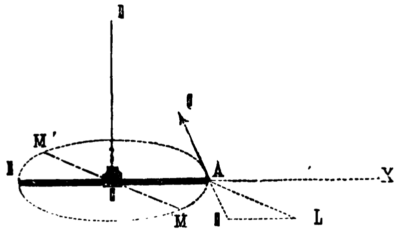


Fig. 332.

ces assertions sont dues à Coulomb : elles sont susceptibles d'une grande exactitude.

Lorsqu'une aiguille aimantée AB (fig. 332) est assujettie à se mouvoir horizontalement, elle se place dans le méridien magnétique MM', et si l'on cherche à l'écarter de cette position d'équilibre en tirant son extrémité A suivant une direction AQ normale à son axe, et contenue dans le plan qu'elle peut décrire, on reconnaît aisément que l'effort à faire croît avec l'écart que l'on veut obtenir. Dans l'hypothèse dont il s'agit d'établir la réalité, la

relation qui existe entre la grandeur de l'écart angulaire et celle de la force qui le produit se calcule aisément.

Soit en effet i l'inclinaison, F l'intensité de la force du couple directeur, F cos. i sa composante horizontale, et α l'angle d'écart ; le moment du couple qui tend à ramener l'aiguille au méridien MM′ s'obtiendra en multipliant la distance L des deux pôles par la valeur de la composante de F cos. i suivant la normale à l'aiguille, c'est-à-dire par F cos. i sin. α. AO représente cette composante.

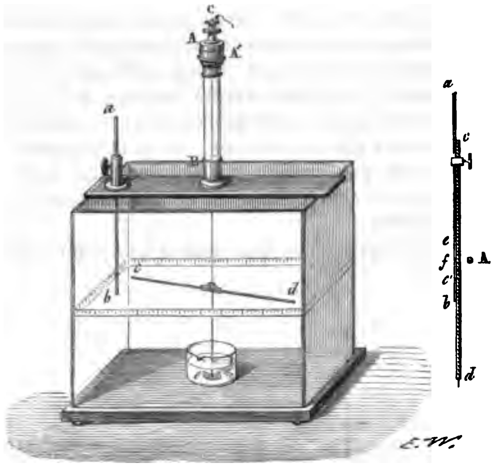


Fig. 333.

Ainsi, dans notre hypothèse, le moment de l'action directrice doit varier proportionnellement à sin. α. Or, les expériences de Coulomb prouvent qu'il en est réellement ainsi.

Ces expériences ont été faites à l'aide d'une balance de torsion toute semblable à celle que nous avons décrite en parlant de l'électricité. Elle est représentée figure 333. Le fil métallique soutient à sa partie inférieure un étrier de cuivre dans lequel on peut fixer une longue aiguille aimaintée *cd;* à sa partie supérieure, il est retenu dans une pince C supportée par un disque horizontal A, mobile autour d'un axe vertical dont le fil lui-même indique la direction. Ce disque est porté sur la partie supérieure d'un

tube de verre A'B qui s'élève au-dessus d'une grande cage cubique faite tout entière de bois et de verre.

Sur le contour de la cage, à la hauteur du plan dans lequel l'aiguille peut se mouvoir, est tracée une division dont les traits répondent à des angles au centre égaux entre eux.

Lorsqu'on veut employer l'appareil, on tourne d'abord la cage de manière à ce que la ligne 0,180 soit dans le méridien magnétique; puis on amène le plan de l'étrier à coïncider lui-même avec ce méridien : ce qui se fait en substituant à l'aiguille aimantée une règle de bois, et en tournant la pince dans le disque qui la supporte jusqu'à ce que la règle pointe sur le zéro.

Si alors on remet l'aiguille dans l'étrier, elle conservera la direction que l'on avait donnée à la règle.

Les choses ainsi disposées, on tourne le disque de manière à écarter l'aimant de sa position d'équilibre ; le magnétisme terrestre fait effort pour l'y ramener, le fil se tord, et de là résulte une force qui tend à maintenir l'écartement. Quand l'équilibre est établi, si le mouvement angulaire du tambour a été de N degrés, et si l'aiguille s'est déplacée de α, il reste dans le fil une torsion totale de $N - \alpha$ degrés; et par conséquent, la réaction élastique qui contre-balance alors la force directrice du globe est proportionnelle à $N - \alpha$. Or on trouve toujours que $N - \alpha$ est proportionnel à $\sin. \alpha$. Donc il en est de même de la composante horizontale de l'action terrestre. C'est ainsi qu'en ce premier point, l'expérience vérifie le principe que l'on veut établir.

Dans l'exposition précédente, nous avons admis pour simplifier la figure, que la ligne des pôles coïncide avec l'axe de la figure. On verrait aisément que la méthode s'appliquerait, quand même cette condition ne serait pas remplie. Au reste, dans les aiguilles cylindriques ou prismatiques, longues et bien régulièrement aimantées que l'on emploie aux observations dont nous nous occupons, l'angle de la ligne polaire avec l'axe de figure ne peut jamais être que très-petit : dans ce qui va suivre, nous admettrons qu'il est absolument nul.

D'autres séries d'expériences ont été exécutées à l'aide d'un appareil que nous décrirons plus tard sous le nom de boussole d'inclinaison, et qui consiste essentiellement en une aiguille aimantée solidement fixée à un axe perpendiculaire à sa grande longueur et passant par son centre de gravité. L'axe doit être horizontal, mais il peut d'ailleurs recevoir toutes les directions compatibles avec cette première condition, en sorte que l'on écarte aisément à toute distance angulaire du méridien magnétique le plan vertical dans lequel l'aiguille est assujettie à se mouvoir. En em-

ployant cet appareil, Coulomb s'est d'abord assuré que, dans tous les azimuts, on ramène toujours l'aiguille à l'horizontalité en faisant agir un même contre-poids p à l'extrémité du côté qui se soulève. Cette nouvelle observation se traduit aisément en calcul.

En effet, lorsque l'aiguille est horizontale, les composantes horizontales de l'action terrestre rencontrent l'axe ou son prolongement. Elles sont donc détruites, et le poids fait équilibre aux composantes magnétiques verticales; or, dans tous les azimuts, la valeur de ces dernières est constante et égale à F sin. i. Leur moment pour faire tourner l'aiguille est donc FL sin. i; d'autre part, si l'on appelle λ la distance de l'axe au point où l'on fait agir le poids, le moment de ce dernier aura pour expression $p\lambda$.

Donc enfin l'équation d'équilibre sera

$$\mathrm{FL}\sin i = p\lambda$$

ou, en posant FL = M et résolvant par rapport à p,

$$p = \frac{\mathrm{M}\sin i}{\lambda}$$

Ainsi la théorie assigne à p une valeur indépendante de α; elle s'accorde donc avec l'expérience pour indiquer que dans tous les azimuts possibles un même contre-poids, agissant au même point, ramène l'aiguille à l'horizontalité.

Dans l'hypothèse de l'invariabilité des éléments du couple directeur, on détermine aisément les positions d'équilibre que prend l'aiguille d'inclinaison dans les différents azimuts, lorsqu'au lieu de la ramener à l'horizontalité par l'action d'un contre-poids, on la laisse successivement libre de se mouvoir dans chacun d'eux.

Le calcul peut se faire de la manière suivante : quel que soit l'angle α, la composante verticale de l'action terrestre reste toujours entièrement efficace. Il en est autrement de la composante horizontale F cos. i, parce qu'elle n'est plus comprise dans le plan où l'aiguille peut se mouvoir. Si nous décomposons F cos. i en deux autres forces : l'une, F cos. i sin. α, perpendiculaire au plan dans lequel l'aiguille se meut; l'autre, F cos. i cos. α, tout entière comprise dans ce plan, il arrivera que l'effet de la première composante sera détruit et par suite la direction d'équilibre de l'aiguille sera celle de la résultante de la force verticale F sin. i et de la force horizontale F cos. i cos. α. La tangente de l'angle i'

que cette résultante fait avec l'horizon sera donc donnée par l'équation

$$tg\ i' = \frac{F\ sin\ i}{F\ cos\ i\ cos\ \alpha} = \frac{tang\ i}{cos\ \alpha}$$

ou, si l'on aime mieux, on aura

$$\frac{1}{tg\ i'} = \frac{1}{tg\ i}\ cos\ \alpha$$

ou enfin

$$co\ t\ i' = co\ t\ i\ cos\ \alpha.$$

L'expérience vérifie très-exactement cette relation.

Elle vérifie de même les résultats auxquels on est conduit lorsque, d'une manière plus générale, on cherche l'inclinaison φ, que prend l'aiguille dans un azimut quelconque α, sous l'action d'un poids p appliqué à l'une de ses extrémités.

Soit alors F′ la valeur commune des forces du couple qui tend à diriger l'aiguille dans le plan où elle est mobile, et i' l'inclinaison dans ce plan. Quand l'aiguille fait avec l'horizon un angle quelconque φ, les deux forces F′ sont inclinées sur sa direction d'un angle $i' - \varphi$; et comme elles sont toujours appliquées aux pôles dont la distance constante est égale à L, le moment du couple que ces forces constituent sera égal à LF′ sin. $(i' - \varphi)$. De plus le moment de rotation du poids p a toujours pour expression $p\lambda$ cos. φ. Donc l'équation d'équilibre devient

$$p\ \lambda\ cos\ \varphi = LF'\ sin\ (i' - \varphi)$$

Pour déduire de cette équation les conséquences qu'elle renferme, il est commode d'y remplace F′ par sa valeur en fonction de la force totale F du couple directeur. Voici comment se fait la substitution :

F′ est la résultante d'une composante verticale F sin. i et d'une composante horizontale F cos. i cos. α. Donc on a

$$F' = \sqrt{F^2\ sin^2\ i + F^2\ cos^2\ i\ cos^2\ \alpha}$$

$$F' = F\ sin\ i\ \sqrt{1 + co\ t^2\ i\ cos^2\ \alpha}$$

$$F' = F\ sin\ i\ \sqrt{1 + co\ t^2\ i'}$$

puisque l'on a

$$\cot^2 i' = \cot i . \cos \alpha.$$

Donc enfin

$$F' = \frac{F \sin i}{\sin i'}$$

et l'équation d'équilibre devient

$$p \lambda \cos \varphi = \frac{LF \sin i}{\sin i'} \sin (i' - \varphi)$$

$$= \frac{M \sin i}{\sin i'} \sin (i' - \varphi)$$

Soit P la valeur du poids qui ramènerait l'aiguille à l'horizontalité, on a

$$P\lambda = M \sin i$$

ou

$$\frac{M \sin i}{\lambda} = P$$

et il en résulte

$$p \cos \varphi = \frac{P \sin (i' - \varphi)}{\sin i'}$$

La relation que nous établissons ici entre les quantités p, φ, P et i' peut aisément se vérifier par l'expérience. On peut la mettre encore sous une autre forme; que l'on développe en effet le sinus de $i' - \varphi$, et on aura

$$p \cos \varphi = P \frac{\sin i' \cos \varphi - \sin \varphi \cos i'}{\sin i'}$$

$$p \cos \varphi = P \cos \varphi - P \sin \varphi \cot i'$$

$$\frac{p}{P} \cot \varphi = \cot \varphi - \cot i'$$

$$\cot i' = \left(1 - \frac{p}{P}\right) \cot \varphi = \frac{P - p}{P} \cot \varphi.$$

Dans un autre azimut α', le même poids p produira une incli-

naison φ', différente de φ, et si l'on appelle i'' ce que devient i' dans cet azimut, on aura

$$\cot i'' = \frac{P - p}{P} \cot \varphi'$$

d'où

$$\frac{\cot \varphi}{\cot \varphi'} = \frac{\cot i'}{\cot i''} = \frac{\cos \alpha}{\cos \alpha'}$$

puisque l'on a toujours

$$\cot i' = \cot i \cos \alpha \quad \cot i'' = \cot i \cos \alpha$$

i étant l'inclinaison normale.

La conséquence exprimée, l'équation très-simple

$$\frac{\cos \alpha}{\cos \alpha'} = \frac{\cot \varphi}{\cot \varphi'}$$

est du reste évidente; on aurait pu l'écrire sans développer les calculs précédents.

§ 3. — DÉTERMINATION DU MOMENT MAGNÉTIQUE D'UN BARREAU. CALCUL DU TEMPS DE L'OSCILLATION.

Après avoir établi que les barreaux aimantés se dirigent sous l'influence d'un couple de forces dont la grandeur, la direction et les points d'application ne dépendent pas de l'orientation de l'aiguille, nous allons insister sur la manière dont on peut déterminer le moment de ce couple.

Deux des méthodes que l'on peut employer pour résoudre la question ont déjà été indiquées au paragraphe précédent.

La première suppose l'emploi de la balance de torsion.

On suspend horizontalement dans l'étrier de l'appareil le barreau aimanté dont on cherche le moment magnétique, et l'on mesure la torsion T, à l'aide de laquelle on peut l'amener à une distance α du méridien magnétique. T $\frac{1}{\sin \alpha}$ est alors la torsion qu'il faudrait donner au fil pour imprimer au barreau une déviation de 90, et par suite $\frac{T}{\sin \alpha}$ exprime en degrés de torsion le moment de la composante horizontale de l'action magnétique terrestre.

Enfin si l'on représente par i l'inclinaison au lieu de l'obser-

vation, $\frac{T}{\sin \alpha \cos i}$ sera la mesure du moment magnétique total de l'aiguille.

Il faut seulement remarquer que ce moment n'est pas exprimé en poids ; mais on le rapporterait facilement à cette unité ordinairement employée, puisque l'on est toujours censé connaître la force qui peut tordre le fil d'un angle déterminé en agissant à l'aide d'un bras de levier de longueur égale à l'unité.

Le second procédé donne immédiatement en poids l'expression du moment de la composante verticale de l'action terrestre.

On fixe le barreau dans une bague B (fig. 334) portant un axe CC′, et, après s'être assuré que l'axe dont il s'agit passe exactement par le centre de gravité du barreau, on suspend ce dernier à la façon d'une aiguille d'inclinaison. Enfin on cherche le poids qu'il faut appliquer à son extrémité pour le ramener à l'horizontalité. Cette méthode est directe, mais les erreurs inévitables du centrage la rendent d'une application difficile.

Il est encore une autre manière d'opérer sur laquelle nous allons particulièrement insister, parce qu'elle est d'un usage continuel, et qu'elle conduit à de fort bons résultats.

Lorsqu'un barreau suspendu horizontalement à un paquet de fils sans torsion est écarté de sa position d'équilibre, il y revient

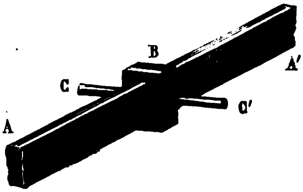


Fig. 334.

par une série d'oscillations; ces oscillations sont assimilables à celles que le pendule ordinaire exécute de part et d'autre de la verticale, car, dans les deux cas, la force qui produit le mouvement est à chaque instant proportionnelle à l'angle qui sépare le mobile de sa position d'équilibre, et l'on conçoit dès lors que de l'observation du temps de l'oscillation on puisse déduire la grandeur de la force sous l'action de laquelle elle se trouve parcourue.

Nous allons établir par quelques considérations élémentaires la relation qui existe entre ces deux quantités.

Quel que soit le mouvement que prenne le barreau dont il

s'agit, on conçoit qu'il serait possible de le reproduire en substituant à l'action de la force terrestre les actions simultanées d'une série d'autres forces qui, appliquées respectivement à chacun des éléments du barreau et dans la direction qu'ils tendent à suivre, leur imprimeraient à chaque instant l'accélération qu'ils reçoivent réellement dans le mouvement commun.

Pour trouver l'expression générale de ces forces, on remarquera d'abord que chacune d'elles devra être proportionnelle à la masse m de l'élément auquel elle s'applique et à la distance δ de cet élément à l'axe de mouvement; si en effet cette première condition n'était pas satisfaite, la vitesse angulaire imprimée aux différents éléments ne serait pas la même.

Puis, comme toutes les forces élémentaires prises ensemble doivent équivaloir au couple terrestre, il faut que, si l'on renverse leurs directions, elles puissent neutraliser complétement l'action de ce dernier. En d'autres termes il faut que la somme de leurs moments, pris par rapport à l'axe de mouvement, soit égal à la somme des moments des forces du couple terrestre, pris par rapport au même axe.

Il est facile d'exprimer algébriquement l'ensemble de ces conditions.

Soit M le moment du couple terrestre, α l'angle formé par le méridien magnétique avec l'axe polaire oA.

Soit en outre m, m', m'' les masses des différents éléments dans lesquels on décompose le barreau; R, R', R'', leurs distances à l'axe, et x le facteur par lequel il faudrait multiplier chacun des produits mR, m'R', pour avoir, s'il est possible, l'expression générale de la force élémentaire cherchée.

La somme des moments des forces du couple pris par rapport à l'axe de rotation est égale à M *sin* α, ou simplement à Mα, puisqu'il s'agit de très-petits angles.

Ceux des forces cherchées seront respectivement

$$mR^2x \qquad m'R'^2x....$$

puisqu'elles sont dirigées suivant la tangente à l'arc que décrit l'élément; donc on devra avoir la relation

$$M\alpha = x\ (mR^2 + m'R'^2 + ...)$$

Cette relation détermine en effet x; on en déduit

$$x = \alpha \frac{M}{mR^2 + m'R'^2 + ...}$$

ou encore

$$x = \frac{\alpha M}{Q}$$

Si l'on convient de représenter par Q la valeur de la quantité $mR^2 + m'R'^2 + \ldots$, laquelle est complétement définie, et peut se calculer aisément dans les cas qui nous intéressent le plus. Ainsi chaque élément m du barreau se meut comme s'il était soumis à l'action d'une force $m \frac{M}{Q} R\alpha$, proportionnelle à la distance R de cet élément au centre de mouvement et à l'écart angulaire α qui le sépare de sa position d'équilibre.

En un mot, il est dans des conditions identiques à celles où se trouverait un pendule simple de masse m et de longueur R si l'intensité de l'action de la pesanteur sur l'unité de masse au lieu d'être g avait pour valeur $\frac{MR}{Q}$. Par suite le temps de l'oscillation de cet élément m sera donné par l'équation

$$t = \pi \sqrt{\frac{R}{\frac{MR}{Q}}} = \pi \sqrt{\frac{Q}{M}}.$$

La quantité Q est ce qu'on appelle le moment d'inertie du barreau pris par rapport à l'axe de mouvement. On peut, comme nous avons dit, le calculer quand on connaît la forme du barreau et le poids spécifique de la matière dont il est formé; mais la relation

$$t = \pi \sqrt{\frac{Q}{M}}$$

permet aussi de le déterminer expérimentalement. En effet, supposons qu'après avoir observé le t de l'oscillation on charge le barreau de deux poids de masses égales entre elles et à p, placés à même distance ρ du point de suspension. Si l'on détermine de nouveau le temps de l'oscillation, on lui trouvera une valeur t' différente de t, mais qui sera donnée par la relation

$$t' = \pi \sqrt{\frac{Q + 2\rho^2 p}{M}}$$

puisque le moment d'inertie se trouvera accru de $2p\rho^2$, sans que les autres conditions du problème soient changées.

En élevant au carré et divisant il viendra

$$\frac{t^2}{t'^2} = \frac{Q}{Q + 2\rho^2 p}$$

d'où

$$t^2Q + 2\rho^2pt^2 = t'^2Q$$

$$2\rho^2pt^2 = Q\,(t'^2 - t^2)$$

$$\frac{2\rho^2pt^2}{t'^2 - t^2} = Q.$$

Ainsi donc le moment d'inertie peut se déterminer par l'expérience, et dès lors on voit immédiatement qu'en en substituant la valeur dans la relation

$$t = \pi\sqrt{\frac{Q}{M}}$$

on en déduira avec toute rigueur la valeur du moment magnétique M.

Il est bon de remarquer que quand on a recours à l'addition de masses p pour déterminer directement le moment d'inertie d'un barreau, il faut que le mode de suspension de ces masses soit analogue à celui des plateaux d'une balance, de manière qu'il n'y ait aucune incertitude possible sur la mesure de la distance ρ.

Après avoir expliqué comment on peut trouver expérimentalement le moment d'inertie d'un barreau aimanté, nous allons faire, par le calcul, une détermination de ce genre.

Supposons qu'il s'agisse d'un prisme droit tournant autour d'une droite perpendiculaire à son axe de figure, et passant par le milieu de cet axe; admettons en outre que ce prisme ait des dimensions transversales assez faibles pour que la distance du centre o à un point quelconque d'une même section droite ω puisse être regardée comme constante et égale à R, et divisons le prisme en tranches très-minces par des plans équidistants perpendiculaires à l'axe. Soit ρ l'épaisseur constante d'une de ces tranches : la masse de cette tranche sera $\omega\rho\delta$ si l'on représente par δ la densité de la matière dont le prisme est formé. Pour résoudre le problème que nous nous proposons, il faudra trouver la somme des valeurs que prend l'expression $R^2\omega\rho\delta$, quand on y fait croître R par degrés

insensibles et égaux à ρ, depuis la valeur $R = o$ jusqu'à $R = l$, et doubler cette somme.

Or, on sait que la fonction $3R^2$ est la dérivée de R^3; par suite $3R^2\rho$ est l'accroissement que prend R^3 lorsqu'on y fait croître R de la quantité infiniment petite ρ. La somme qu'il s'agit de calculer est donc celle des accroissements que prend la fonction $\frac{R^3}{3}\omega\delta$ quand on y fait croître R par degrés insensibles depuis o jusqu'à l; ou, si l'on aime mieux, c'est la différence totale des valeurs que prend cette fonction quand on y substitue successivement o et l à la place de R.

Cette différence est $\frac{l^3}{3}\omega\delta$; en la doublant on obtient $\frac{2l^3\omega\delta}{3}$ pour valeur du moment d'inertie du prisme mobile.

Enfin, comme $2l\omega\delta$ est l'expression totale de la masse de ce prisme, on pourra substituer à ce produit le quotient $\frac{P}{g}$ du poids du prisme par l'intensité de la pesanteur et l'on mettra ainsi sous une forme commode pour les calculs l'expression que nous voulions obtenir.

CHAPITRE II.

DÉVELOPPEMENT DU MAGNÉTISME PAR INFLUENCE. — AIMANTATION.

Développement du magnétisme par influence. — Lorsqu'on approche un morceau de fer aa' d'un aimant B, il acquiert immédiatement la vertu magnétique, car sa deuxième extrémité a peut attirer la limaille, attirer ou repousser une aiguille aimantée; enfin

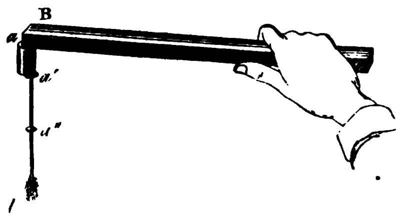


Fig. 335.

elle peut agir aussi sur un second barreau de fer $a'a''$ (fig. 335) et le rendre magnétique lui-même. « De telle sorte, dit Gilbert, « que l'aimant primitif trouve dans ces barreaux successifs des « auxiliaires qui en conduisent la vertu jusqu'à une distance où « elle n'eût plus été sensible. »

L'influence magnétique peut s'exercer à distance, mais moins énergiquement qu'au contact. Elle ne diminue pas la force de l'aimant primitif; enfin à l'extrémité libre a' du barreau influencé, le magnétisme est de même nom que celui qui domine dans le pôle B de l'aimant influent. En a il est de nom contraire.

Fer doux. Force coercitive. — Si l'on vient à faire cesser l'action de B sur le barreau aa', il arrive quelquefois que ce dernier rentre complétement à l'état naturel, « n'ayant reçu de la pierre qu'une vertu précaire et incapable de persister quand celle-ci est éloignée[1]. » Mais souvent aussi le magnétisme y reste avec un degré d'énergie plus ou moins considérable.

Pour que le premier cas se présente, il faut que le fer du barreau soit bien pur, qu'il n'ait été rendu cassant par aucune action mécanique, comme l'écrouissage, la torsion, ou tout au moins qu'il ait perdu par le recuit, la dureté que ces opérations lui avaient communiquée.

Quand ces conditions ne sont pas remplies, le magnétisme persiste avec une énergie d'autant plus grande que l'aigreur du fer est plus considérable.

L'acier trempé possède surtout à un haut degré l'avantage de conserver le magnétisme qui lui a été donné par influence. En d'autres termes il possède une force coercitive d'autant plus grande que la trempe a été plus roide.

C'est donc en acier trempé que l'on fait les aimants artificiels; seulement, comme cette substance s'aimante d'autant plus difficilement qu'elle a plus de force coercitive, il faut des soins particuliers pour y développer le magnétisme.

Nous allons donc exposer avec quelques détails les procédés d'aimantation généralement adoptés.

§ 1. — PROCÉDÉS D'AIMANTATION.

Simple touche. — Le procédé le plus anciennement connu est celui de la simple touche.

Que l'on mette l'extrémité de l'aiguille à aimanter en contact

1. Themistius, in-8, physicorum. — Gilbert ne croyait pas à ces différences.

avec un des pôles d'un aimant, après un temps suffisant on y trouvera un pôle contraire[1], et en même temps le pôle de même nom apparaîtra à l'autre bout de l'aiguille, car toujours les deux magnétismes se développent simultanément.

On peut encore frotter un certain nombre de fois, et toujours dans le même sens, l'aiguille à aimanter sur le pôle A de l'aimant (fig. 336) influent; si alors le mouvement de l'aiguille a lieu de *b* vers A, il se développera au point *b* du barreau un pôle de nom contraire à A.

Il sera bon ensuite de prendre l'aiguille par l'extrémité *b*, et de

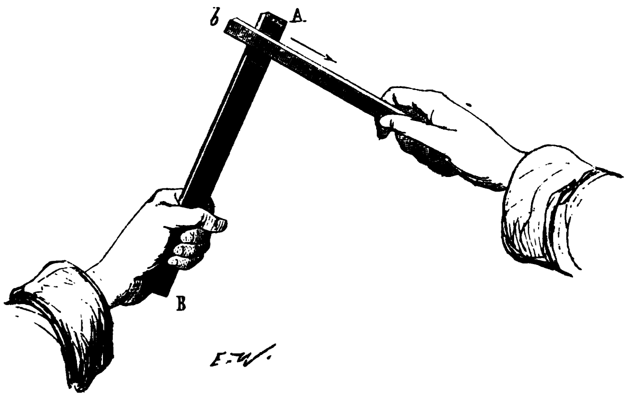


Fig. 336.

la frotter sur le second pôle B de l'aimant, de manière que le magnétisme développé par cette seconde friction en *b* et en *a* soit identique avec celui que la première y avait déjà fait naître.

Dans la deuxième moitié du siècle dernier, Knigth[2] et Duhamel[3] d'abord, et Æpinus[4] ensuite, apportèrent des perfectionnements importants aux procédés d'aimantation.

Touche séparée — Knigth imagina de frotter simultanément le barreau à aimanter *ab* avec deux aimants mobiles A, B, dont les

1. Ferrum tactum acquirit contrariam verticitatem. Gilbert. L. III, ch. IV.
2. Knigth, physicien anglais, 1745.
3. Duhamel, membre de l'Académie des Sciences.
4. Æpinus, physicien russe, travailla vers 1760; il était né à Rostock en 1724.

pôles étaient tournés de manière que leurs actions concourussent. Pour cela, il appliquait d'abord les aimants sur le barreau en ayant soin qu'ils se touchassent par leurs pôles contraires sur le milieu de ce dernier (fig. 337), puis il les séparait en les faisant glisser,



Fig. 337.

jusqu'aux extrémités opposées du barreau, enfin il les replaçait dans leur première position, recommençait une nouvelle friction, et ainsi de suite.

Duhamel conservait les deux barreaux mobiles de Knigth, seulement, au lieu de les appliquer sur l'aiguille à aimanter parallè-

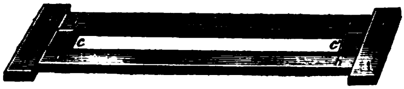


Fig. 338.

lement à l'axe de celle-ci, il les inclinait comme on le voit figure 339, en outre, et c'est là ce qui constitue le caractère de sa méthode, il favorisait leur action à l'aide de l'artifice suivant.

Parallèlement au barreau à aimanter *ab*, il en plaçait un second *a'b'* de mêmes dimensions, dont les extrémités se trouvaient réunies à celles du premier par deux petites pièces de fer doux AB, A'B' (fig. 338).

Lorsque sous l'action des aimants mobiles des pôles se développaient en *a* et *b*, leur influence en faisait naître de contraires

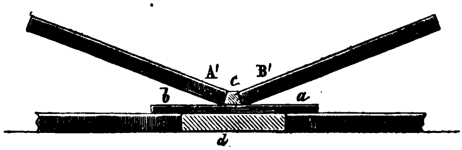


Fig. 339.

en B et A', et la réaction de ces derniers sur le barreau *ab* tendait à y accroître le développement du magnétisme. En même temps les pôles A et B', qui apparaissaient aux autres extrémités

des contacts de fer doux, commençaient à donner au second barreau $a'b'$ un certain degré d'aimantation que des frictions convenables amenaient ensuite à sa valeur maximum.

Double touche. — Quant à la méthode d'Æpinus, voici en quoi elle consiste : on place les deux bouts du barreau à aimanter *ba* sur les pôles contraires de deux aimants puissants A et B ; puis on réunit deux autres aimants, A' et B' par leurs pôles contraires, en les inclinant d'une vingtaine de degrés sur la droite qui divise en parties égales l'angle que leurs directions font entre elles, et on les fait glisser ensemble alternativemnnt dans un sens et dans l'autre, sur toute la longueur du barreau *ab*. Il faut avoir soin que les pôles A' et B' soient semblables à ceux des aimants fixes vers lesquels ils sont tournés. Si A' et A renferment du magnétisme austral, *b* sera un pôle boréal, et réciproquement. Ce procédé est plus puissant que ceux dont il a été jusqu'ici question. Pour en comprendre l'efficacité, on remarquera que le système des aimants mobiles exerce sur la portion du barreau comprise entre leurs pôles une action semblable à celle des aimants fixes ; mais elle agit en sens inverse sur tout point γ qui se trouve en dehors de l'espace A'B'; seulement, sur ces points extérieurs γ l'effet produit doit être moindre que sur les molécules comprises entre A' et B'; car il est dû seulement à la différence des actions de ces pôles, tandis que pour les autres il dépend de la somme des mêmes actions.

Quant à l'influence des pôles A et B, elle s'explique trop naturellement pour qu'il soit besoin d'y insister davantage.

Lorsque par l'un des procédés que nous venons de décrire on a communiqué à un barreau d'acier plus de magnétisme qu'il n'en peut garder, son moment magnétique éprouve d'abord une diminution rapide, à la suite de laquelle il arrive à un état qui demeure à peu près constant. Le barreau est alors aimanté à saturation.

Mais ce nouvel état ne persiste pas non plus indéfiniment, et peu à peu l'aimantation continue à se perdre. Pour empêcher cet effet de se produire, on a recours à divers moyens ; s'il s'agit d'aimants ayant la forme de barres, on les réunit deux à deux dans des boîtes de bois, en les y plaçant inversement comme on le voit figure 338, et l'on joint leurs pôles contraires par de petits contacts de fer doux. Les pôles qui se développent dans ces derniers réagissent sur ceux des aimants et leur donnent de la fixité.

Si l'aimant a la forme d'un fer à cheval, on lui fait porter

une armure de fer doux (fig. 340), à laquelle on attache un certain poids P. Dans ce cas il se produit dans l'aimant un accroissement de force notable, et l'on peut, en accroissant chaque jour

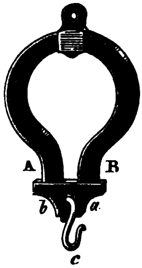


Fig. 340.



Fig. 341.

le poids P d'une petite quantité, arriver, au bout d'un temps assez long, à faire porter à l'aimant une charge bien supérieure à celle qu'il pouvait soutenir à l'origine. Mais si l'on vient à rompre le contact, cet accroissement de vertu magnétique disparaît presque complétement.

On doit aussi armer les aimants naturels lorsqu'on veut les empêcher de perdre leur puissance. Pour le faire commodément, on commence par déterminer approximativement la direction de la ligne qui joint leurs pôles, en cherchant la région de leur surface où la limaille s'attache en plus grande abondance. En ces points on taille deux faces planes, perpendiculaires à la ligne des pôles, et l'on applique contre elles deux lames de fer doux C et D que l'on maintient à l'aide de solides attaches de cuivre; les talons *a* et *b* deviennent alors les pôles auxquels on fixe l'armure.

Les anciens avaient remarqué la facilité avec laquelle les aimants naturels perdent leur force quand on les abandonne à eux-mêmes, ils avaient en outre reconnu que l'on empêche cette déperdition en les tenant au milieu de la limaille; et de là ils tiraient quelquefois cette singulière conséquence, que l'aimant se nourrit de fer, ainsi que l'on peut en juger par un passage de Claudien dont nous citons un fragment dans la note ci-dessous[1].

1. Ex ferro meruit vitam, ferri que rigore
Vescitur : has dulces epulas, hæc pabula novit.

Parmi les causes qui amènent la déperdition du magnétisme, il faut citer en première ligne l'élévation de la température. Toutes les fois, en effet, qu'après avoir chauffé un aimant un peu fortement on le laisse refroidir lentement, on reconnaît que sa puissance a considérablement diminué; elle pourrait même disparaître complétement si on le portait à une température très-élevée (*ita ut ignescat totum*. Gilbert, liv. III). Quant aux variations ordinaires et toujours assez restreintes de la température atmosphérique, elles ont sur la force des aimants une influence appréciable, mais passagère. L'intensité magnétique diminue quand la température s'élève, elle augmente dans le cas contraire; et les changements sont à peu près proportionnels à ceux de la température.

Faisceaux magnétiques. — Quand on veut obtenir des aimants puissants, on réunit en faisceau plusieurs barres d'acier fortement aimantées par la méthode d'Æpinus. Il est bon alors que ceux du centre soient un peu plus longs que les autres et que tous soient enchâssés à leurs extrémités dans des armures de fer doux (voir fig. 342).

Toutefois on ne s'astreint pas toujours à cette précaution dans les faisceaux en fer à cheval, que l'on emploie dans la construction des appareils électro-magnétiques.

Nous verrons plus tard que l'on peut transformer un barreau de fer doux en aimant très-énergique, en l'entourant d'un fil de cuivre dans lequel on fait passer un courant électrique. Ce sont

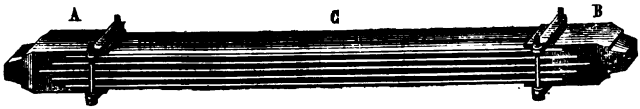


Fig. 342.

maintenant ces électro-aimants que l'on emploie d'ordinaire pour communiquer par friction le magnétisme aux aimants artificiels que l'on veut construire.

Les électro-aimants en fer à cheval sont particulièrement commodes pour aimanter les lames d'acier auxquelles on a donné cette même forme, puisqu'on peut en même temps frotter à la fois les

Hinc proprias renovat vires : hinc fusa per artus
Aspera secretum servant alimenta vigorem.
Hoc absente perit, tristi morientia torpent
Membra fame, venas que sitis consumit apertas.
Claudianus, *de Magnete*.

deux branches du barreau à aimanter sur les deux pôles de l'électro-aimant. Lorsque l'opération arrive à la fin, on arme l'aimant que l'on construit tandis qu'il est encore en contact avec les pôles de l'électro-aimant, et on ne l'enlève pour la dernière fois qu'après avoir interrompu le courant.

Aimantation par la terre. — Pour terminer ce chapitre, nous signalerons la propriété que possède le globe terrestre de développer la vertu magnétique dans les morceaux de fer ou d'acier soumis à son action.

Une barre de fer (dit Gilbert, liv. III, ch. XII), acquiert des pôles lorsqu'on l'étend à la forge dans la direction du méridien magnétique, et qu'on la laisse refroidir dans cette position. Et encore, « un aimant artificiel désaimanté au feu reprend à la longue un « peu de magnétisme sous l'action de la terre, et redevient capable « de se diriger. » (*Concepto aliquo vigore à tellure.*)

Lorsqu'on veut mettre en évidence l'action de la terre sur le fer doux, il suffit de tenir une barre de ce métal dans une position verticale, ou mieux dans la direction de l'aiguille d'inclinaison. Si l'on approche alors de son extrémité inférieure le pôle austral d'une petite aiguille aimantée, on le voit aussitôt repoussé, et si alors on retourne la barre bout pour bout, on trouve que le même phénomène se produit encore. Cette persistance de la répulsion prouve bien que la barre de fer ne possède pas de magnétisme propre, et qu'elle ne doit sa polarité qu'à l'influence de la terre. Dans l'expérience que nous décrivons ici, l'extrémité supérieure de la barre de fer agit toujours par attraction sur le pôle austral de l'aiguille d'épreuve.

Quand une barre, un fil de fer doux, se trouvent ainsi aimantés passagèrement sous l'influence de la terre, si l'on vient à les tordre, à les percuter, en un mot à exercer sur eux une action mécanique capable de leur donner une force coercitive, ils gardent alors en tout ou en partie le magnétisme qu'ils avaient reçu, et c'est ainsi que s'explique très-simplement, le développement spontané de la vertu magnétique dans tous les instruments de fer ou d'acier qui se trouvent sans cesse placés dans les conditions que nous venons de définir.

CHAPITRE III

DISTRIBUTION DU MAGNÉTISME DANS LES BARREAUX AIMANTÉS.

Quoique l'action de la terre sur un aimant se réduise à un couple de forces appliquées en deux points déterminés, il ne faudrait pas croire que la propriété d'attirer le fer émane exclusivement de ces deux points. Il suffit, en effet, d'examiner avec quelque attention la manière dont la limaille se dispose autour des deux extrémités d'une aiguille aimantée, pour être convaincu qu'à partir de ces extrémités, et jusqu'à une certaine distance, chaque portion de l'aiguille possède une vertu attractive. D'ailleurs, qu'à égales distances d'un des centres magnétiques apparents A d'un barreau cylindrique horizontal AB, on considère deux points C et D, l'un C pris sur l'aimant lui-même, l'autre, D, le plus loin possible de sa surface ; si les distances AC et AD sont comprises entre des limites convenables, on trouvera qu'au point C l'aimant peut porter un morceau de fer doux dont le poids excède beaucoup l'attraction qui est exercée au point D sur le même morceau de fer.

Or, on voit sans peine que ce résultat serait impossible si toute l'action attractive de l'aimant émanait du point A seul. — Ainsi, jusqu'à une certaine distance des extrémités A et B, les différents éléments du barreau possèdent isolément la vertu magnétique, seulement ils la possèdent à des degrés inégaux ; en telle sorte que si l'on imaginait un barreau tel que *ab* (fig. 343), divisé par des plans perpendiculaires à son axe en tranches d'égale épaisseur, ces différentes tranches exerceraient isolément des actions inégales sur un même pôle magnétique successivement placé à même distance de chacune.

Il est très-facile de constater la différence de ces actions élémentaires, mais on ne voit pas au premier abord comment on pourrait déterminer les rapports de leurs intensités, parce que, dans toute expérience de mesure, l'action de la tranche sur laquelle portent particulièrement les investigations se complique nécessairement de celle des tranches voisines. Coulomb est néanmoins parvenu

à lever la difficulté que nous signalons, et les résultats qu'il a obtenus font connaître ce que l'on appelle la distribution du magnétisme libre dans les barreaux aimantés.

§ 1. — EXPÉRIENCES DE COULOMB.

Premier procédé. — Près des parois d'une balance de torsion on fixe verticalement une règle plate *rr'* dans le plan passant par le fil et la division 0, puis on amène ce plan à coïncider

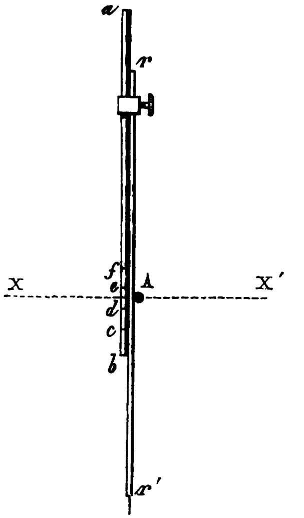


Fig. 343.

avec le méridien magnétique, et alors l'extrémité A de l'aiguille mobile vient naturellement se placer contre une des faces de *rr'*. Les choses ainsi disposées, on fait glisser verticalement contre la seconde face de la règle, le barreau *ab* dans lequel on veut étudier la distribution du magnétisme, en prenant soin de l'opposer à A par un pôle de même nom. L'aiguille est aussitôt chassée de sa position première d'équilibre, mais on peut l'y ramener en tordant le fil, et l'on voit que la torsion nécessaire pour produire cet effet est maximum quand l'extrémité *b* du barreau est très-

peu au-dessous de A. Le barreau continuant à descendre, la répulsion diminue; elle devient bientôt insensible.

Ces résultats confirment ce que nous avons déjà vu touchant la localisation apparente de la vertu magnétique vers les extrémités du barreau; mais de plus, ils peuvent conduire à la connaissance de la loi de distribution. Pour le prouver, il suffit d'établir que, dans chaque cas, la torsion à l'aide de laquelle on ramène l'aiguille au contact de la règle, est proportionnelle à la force répulsive de la tranche du barreau *de*, qui est à sa hauteur.

Or, on voit sans peine que tout point un peu éloigné du milieu de *de* n'exerce sur A qu'une action presque verticale, et impuissante par suite à faire tourner l'aiguille horizontalement.

L'action perturbatrice se réduit donc à celle de deux tranches *ef* et *cd*, situées l'une au-dessus, l'autre au-dessous de *de*, et ayant, dans toute l'étendue du barreau, une épaisseur toujours peu considérable et que l'on doit regarder comme constante.

Or, si entre les points *c* et *f* l'intensité magnétique varie toujours dans le même sens et ne présente pas dans son accroissement une rapidité extrême, on peut admettre que l'action totale de cette portion du barreau sur le pôle est sensiblement la même que si, dans toute son étendue, le développement du magnétisme fût resté constant et égal à ce qu'il est dans la partie moyenne γ.

Il faut toutefois ajouter que ces considérations ne sont plus applicables lorsque la tranche *de* est très-voisine de l'extrémité *b* ou coïncide avec elle; mais, dans ce cas, les raisonnements précédents indiquent qu'il faut doubler la répulsion observée pour la rendre comparable à celles qui ont été déterminées pour les autres positions de *de*.

Il est encore indispensable de remarquer que les aiguilles dont on se sert pour ces expériences doivent être fortement trempées; car s'il en était autrement leur influence réciproque changerait, dans chacune, le développement ou la distribution du magnétisme.

Enfin il est clair que l'on ne commet pas d'erreur sensible en négligeant, comme nous le faisons, les actions réciproques des pôles *b* et B, *a* et A, pourvu que le barreau et l'aiguille aient de suffisantes longueurs.

Méthode des oscillations. — Coulomb a fait surtout un grand nombre d'observations par la méthode des oscillations. Il prenait une petite aiguille aimantée trempée fortement, et après l'avoir suspendue à un fil de soie sans torsion, de façon qu'elle pût se mouvoir horizontalement, il comptait le nombre *n* des oscillations qu'elle exécutait sous la seule action du magnétisme terres-

tre pendant un temps t, puis il en approchait le barreau sur lequel il voulait opérer, en ayant soin de le tenir verticalement dans le méridien magnétique du point de suspension, et en s'arrangeant de façon que son action concourût avec celle du globe. Enfin il comptait les nombres n', n'', etc., des oscillations faites pendant le même temps t, en regard des différentes tranches du barreau.

Les différences $n'^2 - n^2$, $n''^2 - n^2$, etc., etc., étaient proportionnelles aux intensités du magnétisme libre de ces tranches. Seulement il fallait doubler les forces ainsi obtenues, lorsque l'aiguille oscillait juste en face de l'extrémité du barreau. Ce que nous avons dit à la page précédente justifie cette précaution.

Courbe des insensités. — Pour mettre en évidence les conséquences de ses observations, Coulomb figurait l'axe de l'aimant par une droite AB et élevait en ses différents points des ordonnées *ab*, *cd*, proportionnelles aux quantités de magnétisme trouvées dans les tranches correspondantes du barreau; la courbe qui joi-

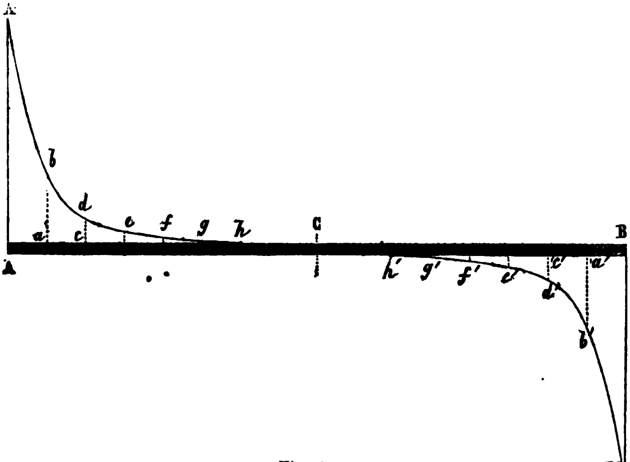


Fig. 344.

gnait les points b, d, e représentait alors la distribution du magnétisme libre dans toute l'étendue de l'aimant.

Avec des aimants longs et minces, la courbe que l'on obtient a la forme indiquée sur la figure 344.

Elle s'abaisse rapidement à partir de l'extrémité A, coïncide avec l'axe de l'aimant dans la plus grande partie de sa longueur, et se reproduit la même vers la seconde extrémité B.

Il n'y a aucune difficulté à traduire algébriquement les résul-

tats que nous venons de faire connaître. En effet, à la seule inspection de la figure précédente, on voit que la première branche A'bh de la courbe peut se représenter par une équation de la forme $y = A\mu^x$, y étant l'ordonnée perpendiculaire à l'axe du barreau et x l'abscisse comptée à partir de l'extrémité; A est alors l'ordonnée à l'origine, et μ une fraction assez petite pour que la fonction $A\mu^x$ devienne presque nulle dès que la distance x est un peu considérable.

La seconde courbe B'b'h' se représenterait de même par l'équation $y' = - A\mu^{x'}$, x' étant l'abscisse comptée à partir de l'autre extrémité B', ou bien encore par $y' = - A\mu^{2l-x}$, si l'on conserve la première origine et si l'on appelle $2l$ la longueur totale du barreau; par suite enfin les deux parties de la courbe doivent être données par l'équation complète $y = A\ (\mu^x - \mu^{2l-x})$, puisque quand $A\mu^x$ a une valeur sensible, $A\mu^{2l-x}$ est négligeable et réciproquement.

Toutes ces assertions sont vérifiées par l'expérience. Il faut seulement, dans chaque cas, déterminer les constantes A et μ en identifiant la valeur de y avec celle des ordonnées de deux points particuliers de la courbe.

En aimantant à saturation des barreaux d'acier cylindriques de même section, trempés au même degré, mais de longueurs inégales, Coulomb a reconnu que dans tous les cas où cette dernière dimension était suffisamment grande, la courbe des intensités demeurait exactement la même, quel que fût le barreau considéré. En telle sorte que les aimants ne différaient plus alors entre eux que par l'étendue plus ou moins considérable de l'espace neutre.

D'après cela, les valeurs des constantes A et μ restent invariables pour un même fil lorsque les autres conditions étant constantes, la longueur croît à partir d'une certaine limite.

Au contraire, dans les petites longueurs, la courbe des intensités, après s'être progressivement modifiée, finit par se réduire à une droite qui passe par le centre de l'aiguille, et dont la direction dépend des dimensions transversales de cette dernière ainsi que du degré de trempe qu'elle a reçu.

Enfin la longueur ne variant pas quand la section du barreau diminue, l'aire de la courbe décroît elle-même et le magnétisme libre se concentre dans les tranches les plus extrêmes.

Détermination des pôles. — Lorsqu'on connaît la courbe A'M'B', qui représente la distribution du magnétisme libre dans un aimant BB' (fig. 345), on peut calculer la position des points où sont appliquées les forces du couple directeur.

En effet, d'après la manière dont elles ont été déterminées, les ordonnées de cette courbe sont proportionnelles aux actions que les tranches successives de l'aimant exerceraient sur des centres magnétiques, parfaitement identiques entre eux, semblablement placés par rapport à chacune d'elles. Elles sont donc aussi proportionnelles aux actions qu'exercent ces tranches sur un même centre magnétique très-éloigné. Or, dans ce cas, les forces dont il s'agit sont toutes parallèles entre elles, et il est facile de voir que leur résultante, pour chaque moitié de l'aimant, est appliquée au point où l'axe rencontre l'ordonnée du centre de gravité G' de l'aire de la courbe.

Pour le prouver, concevons de l'autre côté de l'axe une courbe AMB' symétrique de A'M'B' (fig. 345). Les centres de gravité G' et G des aires partielles A'BB', ABB' sont symétriques l'un de l'autre par rapport à BB', et par suite le centre de gravité de l'aire

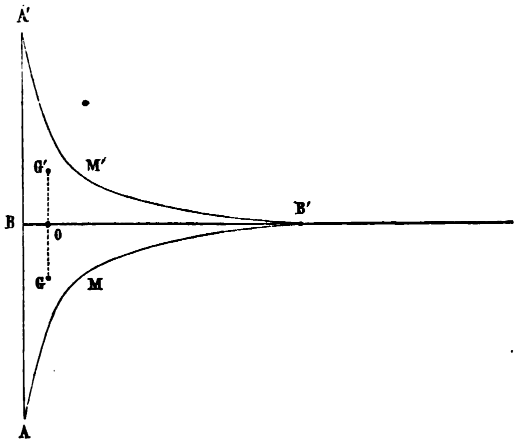


Fig. 345.

totale AB'A se trouve précisément au point o, où l'axe BB' rencontre la droite GG'. Or, ce centre de gravité o peut être considéré comme le point d'application de la résultante d'un système de forces parallèles, appliquées aux différents éléments de BB', et respectivement proportionnelles aux ordonnées qui répondent à ces éléments; donc il ne diffère pas du point d'application de la résultante des actions magnétiques exercées par un centre très-éloigné, sur les différents éléments de la portion BB' du barreau.

Ainsi, quel que soit le nombre des centres magnétiques

qu'il faille supposer dans chaque hémisphère pour expliquer tous les phénomènes de la direction des aiguilles, les actions de chacun se réduisent à deux forces, passant par les points que nous venons de définir ; et par suite il en est de même des résultantes totales.

De plus, pour chaque aimant, la grandeur de ces résultantes sera proportionnelle à l'aire de la courbe des intensités.

L'exactitude de ces déductions théoriques ne peut être contestée. Toutefois il ne sera pas sans intérêt de montrer comment on peut la contrôler par des expériences directes.

Nous avons vu plus haut qu'une série d'aiguilles cylindriques de $0^m,0045$ de diamètre et de longueurs variables $2L$, toutes également trempées, toutes aimantées à saturation, avaient présenté la même courbe magnétique dès que $2L$ s'était trouvé égal ou supérieur à $0^m,162$. De ce fait résultait d'abord que, pour toutes ces aiguilles, l'intensité des forces du couple directeur était la même ; et comme, de plus, l'ordonnée du centre de gravité de l'aire de la courbe rencontrait l'axe à $0^m,041$ de l'extrémité, il s'ensuivait aussi que les moments magnétiques devaient, d'une aiguille à l'autre, varier proportionnellement à l'expression $L - 0^m,041$.

Pour s'assurer qu'il en était réellement ainsi, Coulomb plaça successivement dans sa balance de torsion les différentes aiguilles dont il s'agit, et mesurant les torsions T_1 T_2 T_3 qu'il fallait imprimer au fil pour les écarter également du méridien magnétique, il trouva que ces torsions satisfaisaient aux relations

$$\frac{T_1}{L_1 - 0^m,041} = \frac{T_2}{L_2 - 0^m,041} = \frac{T_3}{L_3 - 0^m,041}, \text{ etc.}$$

Le tableau suivant démontre la légitimité de cette assertion.

LONGUEUR des aiguilles en mètres ou 2L.	TORSION nécessaire pour les maintenir à 30° du méridien ou T.	VALEUR des quotients $\frac{T}{L - 0^m,041}$
$0^m,487$	288	$1^m,42$
$0^m,324$	172	$1^m,41$
$0^m,244$	115	$1^m,42$
$0^m,162$	59	$1^m,46$

Il résulte de ce qui précède que si l'on a à sa disposition deux ou plusieurs aiguilles de même section, également trempées et de longueurs un peu considérables, on peut en déterminer les pôles sans être obligé de construire la courbe des intensités.

En effet, quand ces aiguilles sont aimantées à saturation, l'intensité du magnétisme libre est la même dans toutes, et dans toutes la distance x du pôle à l'extrémité est la même; donc si on les porte dans la balance magnétique, et si, comme plus haut, on mesure les torsions T_1, T_2, T_3 qui les tienneut à une même distance du méridien, on aura

$$\frac{T_1}{L_1 - x} = \frac{T_2}{L_2 - x} = \frac{T_3}{L_3 - x} \cdots\cdots$$

En d'autres termes, une même valeur de x satisfera à toutes les équations dans lesquelles se décompose cette suite de rapports égaux, et cette valeur sera la distance cherchée.

Cette manière de trouver le pôle semble assez commode. Mais, pour ne pas se faire d'illusion touchant le degré d'exactitude qu'elle présente, il faut remarquer que la distance x est toujours petite par rapport à L; et que, par suite, au degré d'approximation que les experiences comportent, on pourrait satisfaire aux équations citées, en y substituant à l'inconnue, des valeurs x_1, x_2, x_3, distinctes les unes des autres, et dont les différences $x_1 - x_2$, $x_2 - x_3$, quoique toujours négligeables devant L, seraient des fractions notables de x_1, x_2, x_3, etc.

Le fil de la balance était ici différênt de celui avec lequel avaient été obtenus les résultats du tableau précédent.

Lorsque la position des pôles est ainsi obtenue, si l'on divise par leur distance les moments magnétiques des aiguilles que l'on considère, on obtiendra des quotients qui seront proportionnels aux forces des couples qui les dirigent. On suppose, bien entendu, que les moments dont il s'agit sont tous exprimés en fonction des mêmes unités.

Influence des dimensions des aimants sur leur moment magnétique. — Coulomb a étudié avec soin l'influence que les dimensions des aimants exercent, toutes choses étant d'ailleurs égales, sur la valeur maximum du moment magnétique qu'ils peuvent acquérir. Il exécutait ordinairement les mesures à l'aide de la balance de torsion; et comme, dans ces recherches délicates, il fallait éviter toutes les incertitudes qui auraient pu provenir d'une trempe iné-

gale, il prenait soin de former ses barreaux en réunissant des fragments d'un même fil de fer auquel une torsion déterminée, la même pour tous, avait communiqué un même degré de force coercitive. En opérant ainsi, il est arrivé à ce résultat remarquable que les moments magnétiques de barreaux semblables sont proportionnels aux cubes de leurs dimensions homologues.

Il résulte de cette loi, que quand il s'agit de barreaux longs, minces et ayant des sections semblables, les quantités de magnétisme qui existent à l'état libre sur chacune de leurs moitiés sont proportionnelles à leurs sections.

Supposons en effet d'abord que les aimants soient toujours semblables entre eux; leurs longueurs au delà d'une certaine limite peuvent être regardées comme proportionnelles aux distances polaires, et par suite, pour que le moment magnétique varie dans le rapport du cube des longueurs, il faut que la force du couple soit proportionnelle au carré de cette dimension; ou si l'on aime mieux à la section de l'aimant.

Et si enfin les longueurs n'étaient plus entre elles comme les racines carrées des sections, ce défaut de proportionnalité n'altèrerait pas l'exactitude de l'énoncé, puisque dans les aimants un peu longs l'intensité du magnétisme libre ne dépend plus de la longueur.

Influence de la trempe. — Le degré de la trempe que l'on communique à l'acier exerce, toutes choses égales d'ailleurs, une grande influence sur la quantité maximum de magnétisme qu'il peut recevoir, et en général on peut dire que les barreaux trempés *très-raide*, d'une part s'aimantent plus fortement, et d'autre part conservent mieux l'aimantation qu'ils ont reçue.

A l'appui de ces énoncés, nous citerons encore quelques expériences de Coulomb.

Un barreau d'acier trempé au rouge sombre et aimanté à saturation, faisait 10 oscillations en 93''. Trempé ensuite au cerise clair, et aimanté de même jusqu'à refus, il ne mettait plus que 63'' à exécuter ces 10 oscillations.

Ainsi le moment de torsion était beaucoup plus grand dans le second cas que dans l'autre, et l'on peut affirmer qu'il en était de même de la quantité de magnétisme développée, car en admettant que la position du pôle eût un peu varié avec la trempe de l'aimant, il serait impossible qu'elle eût éprouvé des changements capables d'expliquer une aussi grande différence.

En outre le barreau plus fortement trempé conservait mieux son magnétisme; en effet, en le chauffant jusqu'à 80° et le laissant refroidir lentement, on élevait seulment à 66'' le temps de dix

oscillations, ce qui faisait en tout un accroissement de $\frac{3}{63}$ ou $\frac{1}{21}$ sur la durée d'une oscillation; tandis que si on recommençait l'expérience après avoir enlevé au barreau la plus forte partie de sa trempe, on trouvait qu'une même élévation de température faisait passer le temps de dix oscillations de 93″ à 104″, c'est-à-dire augmentait la durée d'une seule oscillation des $\frac{11}{93}$ de sa valeur primitive.

Les avantages d'une trempe énergique sont donc évidents. Mais il ne faut pas oublier que quand il s'agit d'aiguilles longues et minces, une trempe un peu forte détermine la production de points conséquents. Le moment de rotation des forces qui agissent en ces centres intermédiaires est de sens contraire à celui des pôles extrêmes et malgré la plus grande énergie de ces derniers, l'aiguille a moins de tendance à revenir au méridien.

Force portative des aimants. — Dans le précédent paragraphe, nous avons indiqué les principaux résultats auxquels Coulomb était arrivé en étudiant l'influence que les dimensions d'un barreau aimanté exercent sur l'intensité du magnétisme libre à chacun de ses pôles, et par suite sur la grandeur du moment de son couple directeur. Il semblerait assez naturel de chercher à déduire des lois que nous avons énoncées les relations qui existent entre les poids des aimants et les charges maximum qu'ils peuvent porter, ou en d'autres termes il semblerait convenable de déterminer la manière dont la force portative d'un aimant varie avec sa forme et son poids.

Mais la question est beaucoup moins simple et surtout moins nettement définie qu'elle ne paraît l'être au premier abord.

C'est toujours, en effet, par l'intermédiaire d'une armure que les aimants soutiennent les poids qu'ils doivent porter et le magnétisme développé dans celle-ci réagit sur celui de l'aimant pour en modifier l'intensité et la distribution; de plus, avec les dimensions de l'aimant, change la distance qui sépare chacun de ses pôles des pôles correspondants de l'armure, et comme de petites variations dans cet élément en apportent de considérables dans la grandeur de la force portative, on voit combien il serait difficile de rattacher aux principes pécédemment exposés les changements que subissent alors les forces portatives.

Enfin il ne faut pas oublier non plus que la grandeur de cette force dépend aussi du temps pendant lequel l'armure et le poids ont été suspendus à l'aimant, et de là une nouvelle complication du problème.

Quoi qu'il en soit, nous allons, au moins à titre de renseignement, indiquer deux des résultats auxquels M. Hœcher est arrivé en étudiant ce sujet difficile.

M. Hœcher a d'abord trouvé qu'en arrachant un grand nombre de fois l'armure d'un aimant en fer à cheval, il lui faisait acquérir une force portative qui n'était plus modifiée lorsque l'on répétait la même opération. Puis, en formant des aimants de la réunion de plusieurs fers-à-cheval identiques entre eux, les aimantant à saturation et ramenant leur force à l'état constant dont nous venons de parler, il a reconnu qu'elle se trouvait alors proportionnelle à la racine cubique du carré du poids de l'aimant.

Ainsi les poids que pouvaient soutenir les faisceaux magnétiques de M. Hœcher étaient inférieurs à la somme de ceux que portaient les éléments de ces faisceaux quand ils étaient tous séparés les uns des autres.

A un autre point de vue, Coulomb avait aussi comparé la puissance d'un faisceau à celles des barreaux qui le composent.

Dans une même lame de tôle d'acier, il avait découpé plusieurs aiguilles de mêmes dimensions et de même poids. Il les trempa de la même façon, et après les avoir aimantées à saturation, il reconnut que toutes avaient sensiblement la même force directrice. Cela fait, il en forma des faisceaux de forces variables en en superposant 2, 3, 4, 16; et mesurant alors à la balance les torsions nécessaires pour les écarter à 30° du méridien magnétique, il obtint les résultats suivants :

Nombre des lames assemblées.	Torsions produisant une déviation de 30°.
1	82
2	125
4	150
..	...
16	229

Il s'en fallait donc beaucoup que le moment magnétique de chaque faisceau fût égal à la somme des moments magnétiques des aimants composants, et cela indiquait évidemment que ceux-ci réagissaient les uns sur les autres de manière à modifier plus ou moins profondément leurs états respectifs.

Pour mettre hors de doute l'influence de ces actions réciproques, Coulomb désunit les faisceaux précédents et constata que la distribution du magnétisme dans les lames intérieures avait été pro-

fondément altérée; quelquefois même celles qui étaient tout à fait centrales présentaient une polarité inverse de celle qui leur avait été primitivement communiquée.

CHAPITRE IV

LOIS DES ATTRACTIONS ET DES RÉPULSIONS MAGNÉTIQUES.

§ I. EXPÉRIENCES DE COULOMB.

Balance de torsion.— Coulomb a appliqué à l'étude des attractions ou des répulsions magnétiques, les méthodes expérimentales par lesquelles il était parvenu à découvrir la loi des actions électriques; et il a reconnu que, quand deux pôles s'attirent ou se repoussent, la force avec laquelle ils agissent l'un sur l'autre est inversement proportionnelle au carré de la distance qui les sépare. Pour établir ce résultat, nous rapporterons d'abord l'une des expériences faites par Coulomb, à l'aide de la balance magnétique décrite page 484.

L'appareil ayant été orienté de façon que l'aiguille se fixât d'elle-même dans le méridien magnétique, on commença par chercher de combien il fallait tordre le fil pour la dévier de 1°, à droite ou à gauche du zéro, et l'on trouva qu'une torsion de 35° produisait cet effet. En d'autres termes, on reconnut que l'expression de la force directrice de l'aiguille en degrés de torsion était égale à 35.

Ceci posé, on fit descendre verticalement dans la balance un aimant de $0^{m},649$ de long, et lorsqu'on l'eut amené dans une position telle que l'un de ses pôles occupât précisément la place où se trouvait primitivement le pôle semblable de l'aiguille mobile, cette dernière fut chassée à 24° du zéro.

Ensuite on tordit le fil d'abord de trois, puis de huit circonférences, et l'aimant mobile se trouva ramené successivement à 17 et à 12° de la position d'équilibre.

L'interprétation de ces résultats ne présente aucune difficulté. Dans le premier cas, le fil était tordu de 24°; et comme l'action directrice équivalait à une torsion de 35 × 24 = 840, la répulsion magnétique se trouvait équilibrée par une torsion totale de 840 + 24 = 864°.

Dans le second, quoique le tambour eût été tourné de 3 × 360° = 1080, le fil était resté à 17° du zéro. La torsion était donc de 1097°, l'action directrice équivalait à 35 × 17 = 595. Donc la force qui détruisait l'effet de la répulsion était mesuré par 1692 degrés de torsion.

Un calcul semblable donne, dans le troisième cas, 3312.

En un mot, les données de l'expérience précédente peuvent se résumer dans le tableau suivant :

DISTANCES angulaires.	FORCES répulsives.	PRODUITS des forces par les carrés des distances.
24	864	497664
17	1692	488988
12	3312	476928

Si les nombres des deux premières colonnes de ce tableau satisfaisaient rigoureusement à la loi qu'il s'agit d'établir, ceux de la troisième colonne devraient être égaux entre eux, tandis qu'en réalité ils présentent de légères différences. Mais d'une part les écarts sont très-faibles ; d'autre part, comme le remarque M. Biot dans l'expérience faite à 12° de distance, « l'influence des points « voisins du recoupement était plus affaiblie par l'obliquité de leur « action, que dans les autres observations. » Aussi n'hésite-t-on pas à admettre que la loi de la raison inverse du carré des distances est pleinement vérifiée par les résultats que nous venons de faire connaître.

On peut encore étudier la loi des attractions ou des répulsions magnétiques en observant des oscillations de l'aiguille aimantée.

Méthode des oscillations. — Pour cela on suspend une petite aiguille de manière qu'elle puisse se mouvoir horizontalement avec une grande facilité; puis on compte le nombre d'oscillations qu'elle exécute en un temps t lorsqu'après avoir été légèrement

écartée du méridien magnétique, elle y revient sans être soumise à aucune action étrangère. Soit N ce nombre.

On place alors verticalement dans le méridien magnétique du centre de suspension un long barreau aimanté, en s'arrangeant de façon que l'un de ses pôles soit à la hauteur de l'aiguille et qu'en outre son action concoure avec celle de la terre.

Si alors on remet l'aiguille en mouvement, les oscillations seront plus rapides que dans le premier cas. Soient N' et N'' les nombres de celles qui seront exécutées dans le temps t aux distances D et D' de l'aimant; et soient enfin F, F', F'' les valeurs correspondantes des forces qui déterminent le mouvement, on aura (page 492)

$$\frac{F'}{F} = \frac{N'^2}{N^2} \quad \frac{F''}{F} = \frac{N''^2}{N^2}$$

par suite

$$\frac{F' - F}{F} = \frac{N'^2 - N^2}{N^2} \quad \frac{F'' - F}{F} = \frac{N''^2 - N^2}{N^2}$$

et

$$\frac{F' - F}{F'' - F} = \frac{N'^2 - N^2}{N''^2 - N^2}$$

Or on trouve que l'on a toujours

$$\frac{N'^2 - N^2}{N''^2 - N^2} = \frac{D'^2}{D^2}$$

Quand on emploie ainsi la méthode des oscillations, il faut prendre une aiguille aimantée bien trempée et très-courte, et faire choix en outre d'un barreau aussi long que possible. La petitesse de l'aiguille permet de compter, à partir de son centre, les distances qui figurent dans la relation à vérifier, et la longueur du barreau rend presque nulle l'influence du pôle le plus éloigné.

MÉTHODE DE GAUSS.

M. Gauss a vérifié l'exactitude des lois de Coulomb par un procédé tout différent de ceux que nous venons de faire connaître.

Nous allons chercher à donner une idée de la méthode proposée par le savant allemand, sans entrer toutefois dans les détails de calcul que supposerait une exposition complète.

Lorsqu'une aiguille aimantée A'B', mobile horizontalement autour de son centre O, s'est placée dans le méridien magnétique, on l'écarte de cette position si l'on approche un barreau aimanté perpendiculaire à ce dernier, et comme les déviations que l'on pro duit ainsi en plaçant successivement le barreau à des distances croissantes, diminuent d'autant plus rapidement que le décroissement de l'action magnétique est lui-même plus rapide; on conçoit que l'on peut arriver à découvrir la loi de ce décroissement par la seule comparaison des déviations observées.

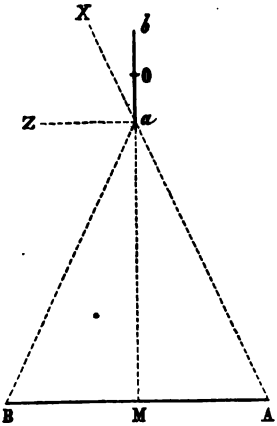


Fig. 346.

Admettons d'abord que le barreau déviant AB ait son milieu M sur le méridien magnétique passant par le centre O de l'aiguille mobile, et supposant cette dernière dans le méridien magnétique, cherchons l'expression des forces qui tendent à l'en écarter.

Soit (fig. 346) MO = R, AM = a et $oa = l$. Représentons en outre par m l'action qu'à l'unité de distance, chacun des pôles du barreau exercerait sur l'un ou l'autre des pôles de l'aiguille.

Si l'on admet, pour plus de généralité, que l'action magnétique soit inversement proportionnelle à la $n^{\text{ième}}$ puissance de la distance, celle que B exerce sur a sera égale à

$$\frac{m}{\overline{Ba}^{n}} = \frac{m}{\left[(R-l)^2 + a^2\right]^{\frac{n}{2}}}$$

Soit F la composante de cette force suivant la direction aZ, parallèle à AB ; elle aura pour expression

$$\frac{m}{(Ba)^n} \cos ZaB = \frac{m}{(Ba)^n} \sin BaM$$

ou bien

$$\frac{m}{(Ba)^n}\ \frac{a}{Ba} = \frac{ma}{(Ba)^{n+1}}$$

En développant le dénominateur et négligeant les termes qui ont en dénominateur R^{n+3}, on trouve

$$F = \frac{ma}{\left[(R - l)^2 + a^2\right]^{\frac{n+1}{2}}} = \frac{ma}{R^{n+1}} \left\{ 1 + (n+1)\frac{l}{R} \right\}$$

L'action de A sur a est dirigée suivant le prolongement de Aa, et elle donne suivant aZ une composante aussi égale à F, en telle sorte que le moment de la force totale qui agit en a pour écarter l'aiguille du méridien a pour expression

$$2m\frac{al}{R^{n+1}} \left\{ 1 + \frac{(n+1)l}{R} \right\}$$

En opérant de même on trouverait que le moment de la force appliquée en b, parallèlement à AB, est égal à

$$2m\frac{al}{R^{n+1}} \left\{ 1 - \frac{(n+1)l}{R} \right\}$$

Ces moments concourent dans leur action sur l'aiguille, et leur somme est

$$\frac{4m\ al}{R^{n+1}}$$

Lorsque les forces dont nous venons de calculer l'expression ont fait éprouver à l'aiguille une faible déviation, la somme de leurs moments se trouve accrue ou diminuée d'une petite fraction de sa valeur primitive : elle est devenue, en d'autres termes,

$$\frac{4m\ al}{R^{n+1}}(1+\delta)$$

et, si l'équilibre existe, elle fait équilibre au moment de l'action directrice de la terre.

Par conséquent, si l'on représente par T l'action que la terre exerce sur le pôle de l'aimant mobile, on a l'équation

$$2Tl \sin \omega = \frac{4m\ al}{R^{n+1}}(1+\delta)$$

ou approximativement

$$Tl \sin \omega = \frac{2m\,al}{R^{n+1}}$$

Supposons maintenant que le barreau soit placé perpendiculairement au méridien magnétique, et admettons en outre que sa

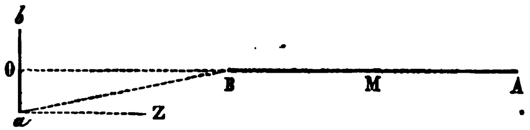


Fig. 247.

direction passe par le point de suspension de l'aiguille, ainsi qu'on le voit figure 347.

Si l'on conserve les notations adoptées dans le calcul précédent, l'action attractive de B sur *a* aura pour expression

$$\frac{m}{aB^n}$$

et la composante parallèle à *o*B sera

$$\frac{m}{(aB)^n} \cos oBA$$

ou simplement

$$\frac{m}{(aB)^n}$$

parce que *cos* OBA ne diffère de l'unité que d'une quantité de l'ordre de

$$\left(\frac{l}{R}\right)^2$$

le moment de cette force pour faire tourner l'aiguille est

$$\frac{ml}{(aB)^n} = \frac{ml}{R^n}\left(1 + \frac{na}{R}\right)$$

Le moment de l'action de B sur *b* a même valeur, et son action s'ajoute au précédent.

Leur somme est donc

$$\frac{2\,ml}{R^n}\left(1 + \frac{n\imath}{R}\right)$$

L'action de A tend à faire tourner l'aiguille dans un sens opposé à celui de la rotation que B seul produirait. Le moment de cette action est

$$\frac{2\,ml}{R^n}\left(1 - \frac{na}{R}\right)$$

En le retranchant du précédent on obtient pour reste

$$\frac{4\,ml}{R^{n+1}}\,na$$

Et en raisonnant comme précédemment, on voit que si l'aiguille sous l'action du barreau en sa seconde position, éprouve une légère déviation ω', cet angle ω' sera défini par la relation

$$2Tl \sin \omega' = \frac{4\,ml}{R^{n+1}}\,na$$

ou

$$Tl \sin \omega' = \frac{2\,ml}{B^{n+1}}\,na$$

Par conséquent, enfin, on aura

$$\frac{\sin \omega'}{\sin \omega} = n.$$

Ainsi, lorsqu'un même barreau aimanté, placé successivement dans la position 1 et 2, agira sur une petite aiguille aimantée et la déviera de sa position d'équilibre d'angles ω et ω' très-petits, la déviation produite dans le second cas, devra être n fois plus considérable que dans le premier.

Or l'expérience prouve que le rapport dont il s'agit est réellement ainsi égal à 2. Donc les attractions sont inversement proportionnelles aux carrés des distances.

Comme preuve à l'appui de cette assertion, nous avons trans-

crit dans le tableau suivant les valeurs des déviations produites par un barreau de $0^m,3$ de longueur sur une aiguille petite placée à des distances variables entre 2^m et 4^m.

La première colonne indique la distance du centre des barreaux.

La deuxième, la déviation produite dans la première position.

La troisième, celles qui sont relatives à la position n° 2.

DISTANCES ou valeur de *d*.	V Déviation relative à la position n° 1.	V Déviation relative à la position n° 2.
2m	0°19′ 1″	0°37′ 16″
2 5	9 36	18 52
3	5 34	11 1
3 5	3 29	6 57
4	2 22	4 36

CHAPITRE V

MESURE DE LA DÉCLINAISON.

D'après les définitions que nous avons précédemment posées, il faudrait, pour déterminer la déclinaison en un lieu donné, orienter un cercle horizontal gradué (fig. 348), de manière que le diamètre passant par les divisions 0 et 180 fût dirigé suivant le méridien; puis rendre mobile autour du centre de ce cercle une aiguille aimantée de forme régulière AB, ayant ses pôles sur son axe de figure et son milieu juste au-dessus du centre du cercle C; enfin mesurer l'arc 0ZA compris entre le zéro du limbe et l'extrémité de l'aiguille lorsque l'équilibre serait établi. Mais, dans la pratique, on ne peut pas satisfaire rigoureusement à ces différentes conditions; dès lors il faut chercher à y suppléer, et voici comment on y arrive. Supposons d'abord que le cercle soit bien orienté, et le centre de mouvement sur l'axe de figure de l'aiguille; mais admettons que la ligne des pôles PP′ (fig. 349) ne

coïncide pas avec AB. L'arc 0°ZA, sur le limbe, mesurera un angle ACM, plus grand que la véritable déclinaison; car cette dernière est réellement égale à l'angle que fait avec MM′ la ligne polaire PP′,

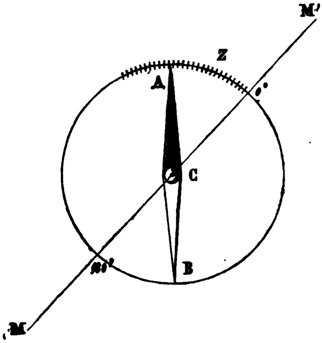


Fig. 348.

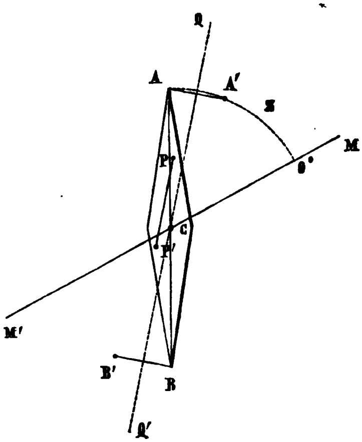


Fig. 349.

ou si l'on aime mieux avec la droite QQ′, menée parallèlement à PP′ par le centre de mouvement C.

Méthode du retournement. — Mais on peut trouver la grandeur de l'erreur; pour cela il suffit de retourner l'aiguille sur elle-même, ce qui est possible d'après le mode de suspension adopté. Après ce retournement, en effet, la ligne des pôles redevient parallèle à sa direction primitive et la ligne QCQ′ reste fixe, puisque sa direction est constante et qu'elle a un point fixe C.

L'aiguille tourne donc autour de QQ′ comme axe, et par suite, pour avoir la position que chacune de ses extrémités occupe après le retournement, il faut, des positions primitives A et B de ces extrémités, abaisser des perpendiculaires sur QQ′ et les prolonger de quantités égales à elles-mêmes. La nouvelle direction A′B′ de l'axe de figure est écartée de la première d'un angle égal au double de ACQ.

Ainsi, pour déduire la déclinaison vraie de l'une ou l'autre des déclinaisons apparentes, il faut retrancher de la première ou ajouter à la seconde la moitié de l'angle ACA′; plus simplement il faut prendre la moyenne des angles ACM, A′CM.

La ligne AB pourrait ne point passer par le centre de mouvement C sans que les conséquences précédentes en fussent infirmées.

En effet, quand cette condition ne serait pas remplie, la ligne des pôles, après le retournement, conserverait toujours sa direction primitive ainsi que sa distance au point C. Donc la droite PP_1 (fig. 350), serait toujours perpendiculaire à CQ, et par suite les angles

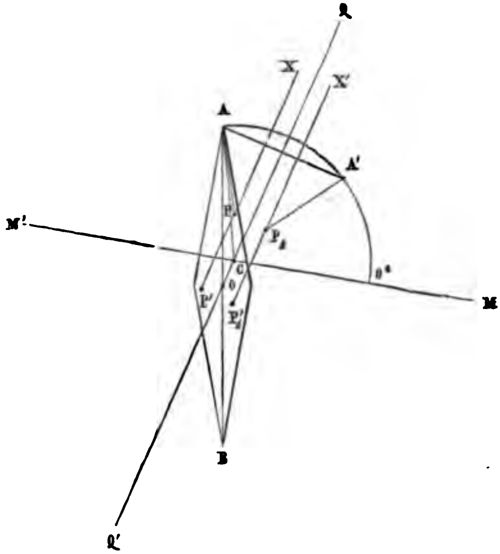


Fig. 350.

PCQ, QCP_1 égaux entre eux. D'autre part les positions relatives des points A et P ne changent pas. Donc les angles APX, $A'P_1X'$ sont égaux; et par suite il en est de même de ACQ et A'CQ.

Enfin, au lieu de chercher à diriger un diamètre du cercle suivant la méridienne, on mesure l'angle que fait l'aiguille avec la trace du plan vertical d'un astre connu. On détermine ensuite la distance angulaire qui existe entre ce vertical et le méridien du lieu; de cette double détermination on déduit aisément la déclinaison cherchée.

Voici de quelle manière :

Soit α l'angle de l'axe polaire de l'aiguille avec le vertical d'un astre S, et H l'heure moyenne donnée par un chronomètre au

moment de l'observation. Les tables indiquent l'heure vraie correspondante H', c'est-à-dire qu'elles donnent le temps compté depuis le passage du soleil au méridien; et comme l'ascension droite de ce dernier est connue ainsi que celle de l'astre S, on en déduit l'angle que leurs plans horaires font entre eux, et par suite l'angle compris entre le méridien et le plan horaire de l'astre au moment de l'observation. Pour trouver maintenant l'angle du vertical de l'astre avec le méridien, il suffit de résoudre le triangle sphérique ZPS (fig. 351), dont les sommets sont le zénith, le pôle et l'astre.

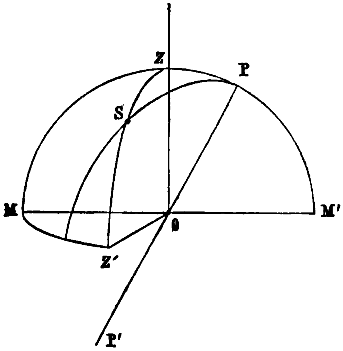


Fig. 351.

Dans ce triangle, l'angle ZPS est connu, comme nous venons de l'expliquer. Il en est de même de la distance zénithale du pôle ZP et de la distance polaire PS de l'astre. On peut donc calculer l'angle SZP, qui est l'inconnue de la question.

Ces principes posés, nous allons donner la description de quelques boussoles particulières.

§ 1. — BOUSSOLES. — DÉCLINAISON.

Dans un premier modèle représenté figure 352, on lit à l'œil la position de l'extrémité de l'aiguille sur le cercle divisé HH'. Ce cercle et l'aiguille sont renfermés dans une boîte de cuivre rouge A, recouverte d'une glace pour empêcher que l'agitation de l'air ne fasse osciller l'aimant.

Au centre du cercle divisé s'élève un pivot sur lequel on place une petite chape d'agate travaillée avec soin. Ce pivot est vertical quand on a rendu le limbe horizontal au moyen des vis calantes et des niveaux.

L'aiguille est percée en son milieu d'un trou rond, de sorte que le retournement est facile.

Sur le bord de la boîte sont fixés deux montants BB', réunis par une traverse horizontale qui sert d'axe à la lunette LL', laquelle décrit un plan vertical lorsque l'appareil est réglé.

Un quart de cercle D permet d'estimer l'inclinaison de la lunette.

Tout le système des pièces que nous venons de décrire est porté sur un pivot vertical et peut tourner avec la plus grande facilité.

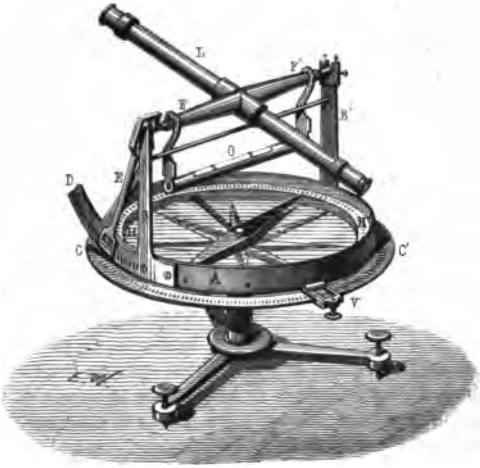


Fig. 352.

Dans ce mouvement de rotation, un vernier V qui fait corps avec la boîte AA' parcourt un cercle divisé immobile CC', et mesure l'angle de rotation.

Pour faire comprendre l'usage de l'appareil, supposons d'abord que le plan vertical dans lequel se meut la lunette passe par les points 0 et 180. On voit à l'œil la déclinaison A de l'aiguille par rapport à ce diamètre, puis on tourne tout le système jusqu'à ce que l'on vise un astre connu. Si D est l'angle de rotation, $A \pm D$ est la distance du méridien magnétique au vertical de l'astre.

Si le plan vertical de la lunette faisait un petit angle δ avec le diamètre qui passe par les divisions 0 et 180, l'erreur se reporterait sur la valeur de l'angle $A + D$; aussi faut-il, par un examen attentif, voir s'il n'existe pas un défaut de la nature de celui que nous venons de signaler, et surtout déterminer la grandeur de la correction qu'il rendrait nécessaire. On peut arriver aisément à ce résultat en comparant les indications de l'appareil précédent à

celui d'une boussole plus exacte, par exemple celle de M. Gambey, dont nous allons maintenant donner la description.

Boussole de Gambey. — La grande boussole de M. Gambey (fig. 353) se rapproche, dans sa construction, de l'appareil que

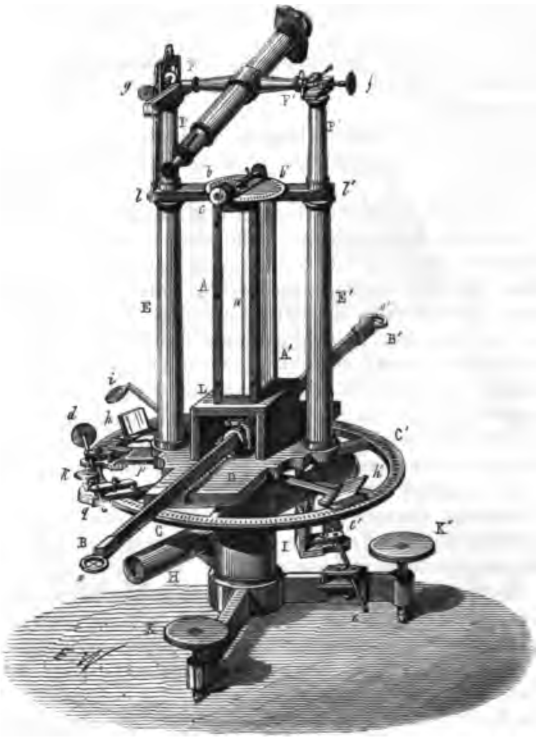


Fig. 353.

nous venons de décrire, et toutefois elle en diffère à plusieurs égards.

Le cercle HH′ est supprimé ; l'aiguille est remplacée par un barreau BB, que soutient un faisceau de fils de soie sans torsion *a*, attaché au milieu d'une traverse *ll′*, parallèle à l'axe FF′ autour duquel se meut la lunette G.

Enfin grâce à une disposition particulière de l'objectif, on peut,

avec cette dernière, voir à la fois les objets très-voisins et ceux dont la distance est extrêmement grande.

Lorsqu'on veut faire une observation, on amène le plan vertical de la lunette à contenir l'axe de figure du barreau, ou plutôt une ligne tracée arbitrairement dans son intérieur; puis on fait tourner ce plan jusqu'à ce qu'il passe par un astre facilement observable.

L'angle de rotation se mesure sur le cercle azimutal CC', et sa connaissance conduit à celle de la déclinaison, ainsi que nous l'avons indiqué.

La disposition à l'aide de laquelle la lunette peut faire fonction de microscope ou de télescope, à la volonté de l'opérateur, est assez simple.

Sur la partie centrale de l'objectif on fixe une seconde lentille dont l'addition diminue beaucoup la distance focale.

Lorsqu'on veut observer les astres ou des mires très-éloignées, on place un petit écran opaque devant cette portion centrale de l'objectif ainsi modifié. Il n'entre plus alors dans la lunette que les rayons marginaux dont le concours se fait au foyer de l'objectif simple. Si l'on veut au contraire viser à l'aiguille, on découvre le centre du verre, et l'on en masque le pourtour de façon à n'admettre que les rayons transmis par la portion très-convergente; et l'on conçoit que par un choix convenable de la lentille additionnelle ces derniers peuvent former une image réelle au foyer de l'oculaire.

Le barreau aimanté s'attache aux fils de soie à l'aide d'une bague dans laquelle il peut se mouvoir à frottement, de manière que le retournement se fasse aisément.

A ses deux extrémités il porte deux petits anneaux de cuivre *oo'*, au centre desquels se croisent à angle droit deux fils très-fins. Les points de croisement servent de repère, et la ligne qui les joint est celle que l'on vise avec la lunette G pour définir la position de l'aimant.

Une boîte fermée à sa partie supérieure par des glaces bien pures, on préserve l'aiguille des agitations de l'air.

Enfin il faut bien remarquer que l'on n'a pas à se préoccuper de savoir si le vertical que décrit la lunette passe exactement par le centre du cercle azimutal. En effet, dans le cas où cela ne serait pas, si l'on imagine une seconde lunette parallèle à la première, montée sur le même axe, et dont le plan passe par le centre du cercle azimutal, quand elle visera un astre l'autre le visera aussi.

Au lieu de viser un astre, on peut encore, si l'on a une méri-

dienne définie par des mires convenablement disposées, viser ces mires, c'est-à-dire chercher directement à quelle distance l'axe polaire se trouve de la méridienne.

On peut encore, pour mesurer la déclinaison, employer avec avantage un instrument dont les indications sont plus rapides que celles de la grande boussole de M. Gambey.

Le barreau aimanté est un tube cylindrique D (fig. 354), portant à l'une de ses extrémités une plaque de verre sur laquelle on a

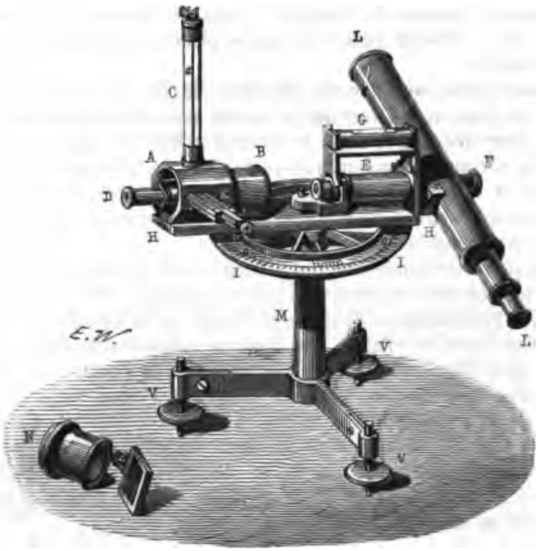


Fig. 354.

tracé deux fines divisions croisées, et en son centre une lentille dont la distance focale est égale à la demi-longueur du tube. Les rayons partis du point de croisement forment, après avoir traversé la lentille, un faisceau parallèle dont l'axe nous représente celui du barreau.

Ce dernier est mobile sur lui-même dans un étrier qui est soutenu par un paquet de fils de soie sans torsion *a*.

Il est entouré d'un tube métallique AB assez large, fermé par deux glaces, et soutenu sur une alidade mobile HH'. Cette alidade porte en outre une lunette ou microscope FE, dont l'axe passe

par le centre de mouvement et coïncide avec celui du tube AB.

Le tube préservateur AB est formé de trois pièces dont les deux extrêmes peuvent aisément s'enlever; il est indispensable en effet de pouvoir toucher l'aiguille pour la retourner sur elle-même.

L'une de ces pièces est représentée à part en N. Le miroir qu'elle porte sert à l'éclairement du réticule.

Quand le point de mire forme son image sur une division M du micromètre de la lunette FE, on est assuré que l'axe de l'aimant se trouve dirigé suivant la droite qui va de cette division au centre optique de l'objectif. L'axe de l'aimant coïncide avec celui de la lunette quand l'image se place sur la division zéro du micromètre.

Quand cette condition est satisfaite, on lit l'indication du vernier, et puis on fait tourner le cercle azimutal jusqu'à ce qu'un astre connu se trouve dans le vertical d'une seconde lunette LL' mobile rectangulairement autour de l'axe de la première.

Soit D la rotation imprimée; $90 \pm D$ est alors la distance du vertical de l'astre à celui qui contenait l'axe de figure de l'aimant; et on en déduit la déclinaison cherchée.

Il est bon de remarquer que l'instrument permet de vérifier si les axes des deux lunettes sont bien perpendiculaires l'un à l'autre, ou plus généralement de mesurer l'angle qu'ils forment entre eux. Que l'on tende en effet, à une distance considérable de l'appareil, deux fils à plomb suffisamment écartés l'un de l'autre. On pourra, avec une des lunettes, mesurer l'angle des plans verticaux passant par chacun des fils et le centre du limbe. Soit Δ cet angle. Il est clair que si les deux lunettes sont rectangulaires, quand l'une sera dirigée vers le premier fil, la seconde devra être distante de l'autre fil de $\Delta - 90$ ou de $90 - \Delta$. Or, rien de plus aisé que de voir s'il en est réellement ainsi.

§ 2. — MAGNÉTOMÈTRE DE M. GAUSS.

Depuis un certain nombre d'années, on adopte généralement dans l'étude du magnétisme terrestre des méthodes qui furent proposées par M. Gauss vers 1827, et qui ont été immédiatement appliquées avec beaucoup de succès par cet illustre savant et par M. Weber.

Nous allons indiquer la méthode qu'ils conseillent de suivre lorsqu'on veut arriver à déterminer avec certitude la déclinaison de l'aiguille aimantée.

Dans un pavillon construit autant que possible sans ferrure, on

dispose une salle ayant une dizaine de mètres de long dans la direction de la méridienne.

Puis, vers le milieu de cette salle, on suspend, à l'aide d'un faisceau de fils de soie sans torsion, un fort barreau aimanté *ee*

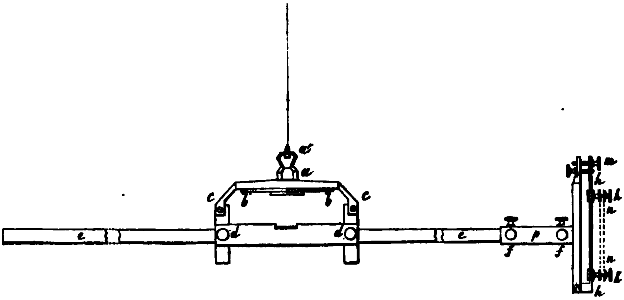


Fig. 355.

(fig. 355) ayant environ un mètre de long et portant à l'une de ses extrémités un miroir plan *nn'* perpendiculaire à son axe. Les fils de soie sont attachés à leur partie supérieure, soit au plafond de l'appartement, soit à une traverse horizontale élevée et bien solide. Nous décrirons plus loin la pièce qui sert à la suspension.

On détermine approximativement la direction MN (fig. 356) du méridien magnétique passant par les fils, et vers un des bouts de la salle, on installe en face du miroir un théodolite dont la lunette puisse se mouvoir précisément dans le méridien MN dont on a fixé à peu près la position. Le support du théodolite est ordinairement un massif de maçonnerie ayant la forme d'un prisme droit à base carrée et dont les faces sont parallèles ou perpendiculaires à MM' (fig. 356). Contre la face de ce massif, qui regarde le miroir et un peu au-dessous de la lunette, on place horizontalement une règle de bois *ab* divisée en parties de longueurs égales (fig. 356).

Les numéros sont renversés, et le zéro se trouve dans le plan vertical qui passe par l'axe de la lunette [1]. Grâce à cette disposition, l'image de la règle est réfléchie vers la lunette, et si le miroir est vertical, si sa surface est perpendiculaire au plan vertical que décrit l'axe de la lunette, on peut toujours, en réglant convenablement et l'inclinaison de cet axe et la hauteur du

1. La figure 356 représente les parties essentielles de l'observatoire magnétique installé à Bossekop par MM. Bravais, etc., dans leur voyage au nord de l'Europe.

barreau, amener à la croisée des fils l'image du zéro de la règle.

On sera sûr, en effet, d'arriver à ce résultat si l'on élève le centre du miroir au-dessus du sol à une hauteur qui soit moyenne

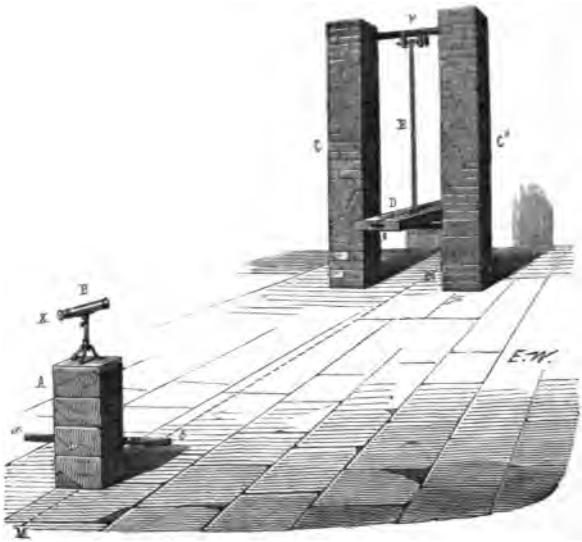


Fig. 356.

arithmétique entre celles de la règle et l'objectif, et si en outre on pointe l'axe de la lunette sur ce centre même.

Mais lorsque la normale au miroir s'inclinera d'un angle δ sur le plan que décrit la lunette, la division qui fera son image au centre du réticule ne sera plus la division centrale de la règle; et dès lors on conçoit qu'il doit être possible de calculer la position du miroir, par rapport à MM', dès que l'on connaîtra le numéro de la division qui est réfléchie suivant l'axe.

Voici, du reste, en quoi consistent les raisonnements à l'aide duquel on déduit l'un de ces éléments de l'autre.

Soit (fig. 357) A le centre du miroir, BE la verticale passant par le centre de l'objectif, EA la direction de la lunette, RS le plan de la règle divisée et AD la position de la normale au miroir; le rayon réfléchi en A, suivant AE, était avant sa réflexion dirigé suivant une droite AF, contenue dans le plan AED, et faisait avec AD un angle FAD = DAE.

Supposons que F soit le point où ce rayon perce le plan RS, et C la projection orthognale de F sur le plan ABD. Les triangles

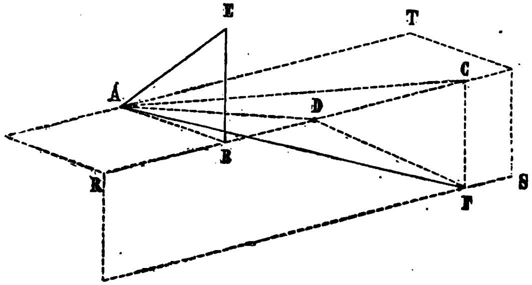


Fig. 357.

BAD, DAC sont les projections de EAD et de DAF sur le plan horizontal que décrit la normale au miroir, et comme les angles EAD, DAF sont égaux, il en est de même des angles BAD et DAC. Si donc on pose BAD $= \delta$, on aura BAC $= 2\delta$; d'ailleurs

$$tg\, 2\delta = \frac{BC}{AB}$$

Si donc l'angle δ est suffisamment petit, on a

$$tg\ \delta = \frac{BC}{2.AB.} \quad \text{ou} \quad \frac{tg\ \delta}{tg\ 1''} = \frac{BC}{2.AB.\ tg\ 1''}$$

et par suite si l'on suppose δ exprimé en secondes

$$\delta = \frac{BC}{2.AB.\ tg\, 1''}$$

BC est connu directement, AB se mesure sans difficulté, δ est donc déterminé. Lorsqu'on a fait ainsi une première mesure de la déviation δ, on retourne le barreau à la manière ordinaire.

Après ce retournement, la normale au miroir se trouve transportée de sa position première CN (fig. 358) en une autre position CN′, symétrique de CN par rapport à l'axe polaire PP′, et par con-

séquent on voit que l'angle cherché PCT est la demi-somme ou la demi-différence des angles NCT et N'CT, que l'on a successivement mesurés par la méthode indiquée à la page précédente.

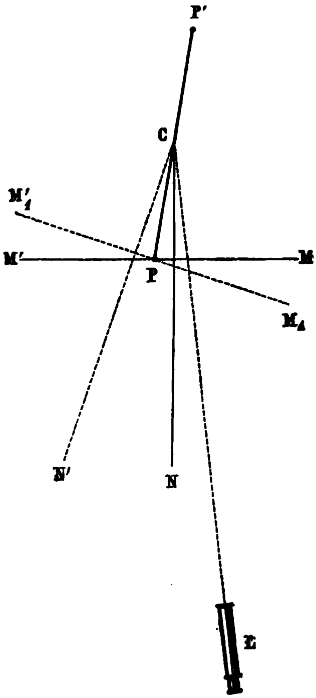


Fig. 358.

Il ne reste plus alors qu'à fixer bien exactement la direction du théodolite par rapport au méridien terrestre; ce qui se fait par l'observation du ciel. Quand le théodolite a été une fois orienté, pour se mettre à l'abri des erreurs qui pourraient provenir d'un déplacement de son axe, on trace soit dans la chambre qui sert aux observations, soit en dehors, une mire verticale contenue tout entière dans le plan vertical que la lunette peut décrire, et l'on a soin de se repérer sur cette mire au commencement de chaque observation.

Il est bon de remarquer que le barreau n'arrivant presque jamais à un équilibre parfait, on prend pour sa position finale la moyenne de celles qu'il atteint aux limites extrêmes de ses oscillations successives.

Le barreau aimanté est soutenu à l'aide de vis dans un étrier allongé *cdc'd'* (fig. 355). Il faut avoir grand soin d'installer l'appareil de manière que cet étrier se dirige de lui-même dans le méridien magnétique; pour vérifier si cette condition est satisfaite, on substitue une règle de cuivre au barreau aimanté, et l'on voit si elle reste parallèle à la direction du méridien magnétique approximativement tracée dans la salle des observations. Dans le cas où le parallélisme n'aurait pas lieu, le mode de suspension de l'étrier aux fils permettrait de le rétablir.

Une boîte de bois D (fig. 356), percée d'ouvertures convenables, met le barreau à l'abri des mouvements accidentels qu'il pourrait recevoir par suite de l'agitation de l'air.

Enfin, il est souvent nécessaire de hausser ou de baisser légèrement le barreau, ou encore de le transporter d'une petite quantité parallèlement à lui-même. On obtient aisément ce double mouvement en attachant le bout supérieur du faisceau des fils à un petit treuil (fig. 359), sur lequel il s'enroule plus ou moins, et en rendant

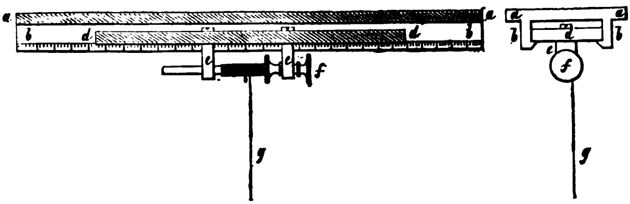


Fig. 359.

à son tour le treuil lui-même mobile dans une coulisse horizontale que l'on fixe au plafond, dans une direction perpendiculaire au méridien magnétique.

§ 3. — MESURE DE LA DÉCLINAISON EN MER.

Boussole marine. — La boussole dont se servent les marins est disposée de manière que l'aiguille reste toujours horizontale, malgré le mouvement continuel du vaisseau.

Elle se compose d'une boîte suspendue, suivant le système de Cardan (fig. 360) et dont le fond supporte le pivot sur lequel doit tourner l'aiguille. Cette dernière est collée à un disque de substance légère, portant à sa circonférence une division en degrés. La ligne qui passe par les divisons 0 et 180 coïncide avec l'axe de l'aiguille.

Sur le bord de la boîte s'élèvent aux extrémités d'un même diamètre deux pinnules F et K. L'une K est percée d'une ouverture assez large qui se trouve divisée en deux parties par un fil à plomb fixé à son rebord supérieur. L'autre, au contraire, n'est fendue que d'un trait de scie très-fin parallèle au fil à plomb. Contre cette seconde pinnule s'appuie un miroir incliné. La portion polie est tournée vers le bas, et l'on a pris soin d'enlever à la partie supérieure une petite bande d'étamage dans la direction du plan qui passe par le fil à plomb et la fente K.

Pour faire une observation, on place l'œil en K, et l'on dirige le plan des deux pinnules vers un astre voisin de l'horizon. On voit en même temps par réflexion sur la face polie du miroir la division du limbe qui passe dans ce plan. Le n° de cette division

donne la direction de l'aiguille par rapport au vertical de l'astre, et si l'on connaît la position de ce dernier par rapport au méridien, on en conclut immédiatement la déclinaison cherchée.



Fig. 360.

Compensateur de M. Barlow. — Les déclinaisons mesurées à bord des navires seraient souvent très-fautives si l'on ne trouvait moyen d'estimer l'influence perturbatrice qu'exercent sur l'aiguille les masses de fer qui existent dans le bâtiment. La correction, il est vrai, ne présenterait pas grande difficulté si toutes les pièces dont il s'agit pouvaient être assimilées à des aimants gardant un degré de magnétisme invariable. Alors, en effet, en faisant pivoter le vaisseau de 180°, on amènerait chacun de ces aimants dans une position symétrique de celle qu'il avait d'abord par rapport au centre de mouvement de l'aiguille. L'erreur provenant de leur action changerait seulement de signe, et la moyenne de deux déterminations faites en ces positions successives se trouverait exacte.

Mais presque toutes les parties magnétiques du navire ne sont aimants que par l'influence du globe; leurs pôles changent avec

la direction du navire, et dès lors la correction précédente n'est plus applicable.

Pour arriver à faire disparaître l'influence de la cause d'erreur que nous venons de signaler, on emploie maintenant une méthode imaginée par M. Barlow, et dont le principe peut s'énoncer de la manière suivante :

Quelle que soit la distribution du fer dans un navire, on peut toujours placer dans le voisinage de la boussole un morceau de fer de poids et de position tels, que seul il exerce sur l'aiguille une action égale à celle du navire entier, et cela dans toutes les positions possibles que peut prendre ce dernier.

L'exactitude du théorème de M. Barlow a d'abord été établie par les expériences de ce savant, et depuis elle s'est trouvée confirmée par les calculs de M. Poisson. Quant à l'application, elle se présente d'elle-même.

Lors en effet qu'on aura trouvé la position à donner à une pièce de fer doux pour que son action puisse équivaloir à celle de tous les corps magnétiques du navire pris ensemble, il faudra, pour obtenir la valeur exacte de la déclinaison, faire deux déterminations successives, la première en mettant le compensateur à sa place, la seconde après l'avoir écarté. La différence des résultats obtenus dans ces deux mesures successives sera précisément l'angle qui exprime la perturbation cherchée. Il faudra l'ajouter à la déclinaison apparente, ou l'en retrancher ; suivant que le compensateur a diminué ou accru la distance de l'aiguille au méridien.

Reste à indiquer comment on règle le compensateur.

Le navire étant chargé et en rade à une petite distance de la côte, on place la boussole dans l'habitacle sur une caisse de bois rectangulaire dont les parois sont percées de trous, et l'on marque bien exactement la position de la caisse. Puis on fait pivoter le navire, et pour une série de positions convenablement rapprochées les unes des autres, on détermine l'angle que fait l'aiguille de la boussole avec une droite menée à un point de la côte facilement visible. En ce point est placé un autre observateur qui, muni lui-même d'une boussole, mesure aux mêmes instants l'angle de son aiguille avec le rayon mené à l'habitacle.

Sans l'influence des masses de fer, les deux aiguilles feraient toujours des angles égaux avec la droite qui joint les deux observateurs ; les différences mesurent pour chaque position du navire, l'influence du fer qu'il contient.

On rapporte alors à terre la boussole et la caisse sur laquelle elle reposait. Et, en tournant successivement cette dernière dans

toutes les positions qu'elle a occupées pendant la rotation du navire, on cherche quel est celui de ses points où il faut fixer le compensateur pour reproduire par sa seule influence, la série des perturbations dont on a déterminé les grandeurs par les observations simultanées précédemment décrites.

Le compensateur se compose ordinairement d'une ou deux rondelles de fer fixées normalement, et par leur centre, à l'extrémité d'une tige cylindrique qui peut entrer dans les trous de la caisse; de telle sorte que les tâtonnements par lesquels on arrive à déterminer la position qu'il faut lui donner, se font aussi commodément que possible. Quand cette position a été déterminée, on la note avec soin; et enfin on remet dans l'habitacle la boussole et la caisse qui lui sert de support, en ayant soin de rendre exactement à cette dernière la position qu'elle avait à l'origine des opérations.

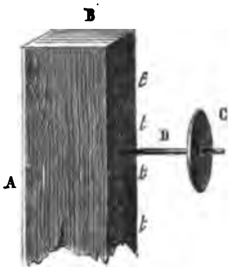


Fig. 361.

§ 4. — VARIATIONS DE LA DÉCLINAISON.

Les plus anciennes observations qui nous soient parvenues touchant la déclinaison de l'aiguille aimantée remontent environ à 1580. A cette époque l'aiguille, à Paris, déviait de 11° 15′ à l'est du méridien terrestre.

De 1580 à 1662, la déclinaison a toujours été en diminuant. En 1662, elle était nulle; l'aiguille se dirigeait exactement vers le nord. Après cette époque, l'aiguille déclina à l'ouest, et en 1814 elle atteignit un écart maximum égal à 22° 34. Depuis lors elle rétrograde. Les déterminations faites à Paris, le 7 septembre 1854, ont donné pour valeur 19° 57′ 45″.

Des phénomènes analogues ont été observés en beaucoup d'autres lieux du globe. Ainsi, au cap de Bonne-Espérance [1] la déclinaison était nulle vers 1608; puis elle devient occidentale, et elle atteignit, en 1791, une valeur maximum égale à 25.40. Depuis elle rétrograde vers le méridien.

On désigne sous le nom de lignes sans déclinaison une suite de points où la déclinaison est nulle. Il existe actuellement vers

1. Toutefois il est bon de noter qu'il est certaines localités particulièrement en Australie, et sur la côte orientale de l'Amérique, où depuis très-longtemps la déclinaison paraît conserver une valeur à peu près nulle.

l'Amérique une ligne de cette espèce, de forme à peu près régulière ; elle part de l'île Melleville, coupe la partie occidentale de la baie d'Hudson, passe au-dessous de New-York, puis laissant le golfe du Mexique et la mer des Antilles à l'occident, elle traverse la pointe la plus orientale de l'Amérique du Sud, et rencontre le 60° de latitude australe à environ 17 degrés ouest du méridien de Paris.

Cette ligne passait par Paris et Londres en 1662, et depuis cette époque elle s'est mue vers l'occident, mais sans rester semblable à elle-même.

Outre cette première ligne sans déclinaison, il en existe une autre beaucoup plus contournée, qui suit à peu près les côtes de la Chine, s'avance dans l'Inde jusque vers Bombay, et retourne ensuite à travers l'Océan indien jusqu'à la Nouvelle-Hollande, qu'elle semble traverser à peu près dans la direction nord-sud.

Enfin, à l'est du Spitzberg, on trouve aussi une portion de ligne sans déclinaison qui ne paraît guère explorée que jusqu'à Arkangel.

La grande oscillation séculaire de la déclinaison est un fait très-général et très-important pour la théorie du magnétisme terrestre.

Mais outre ces longs mouvements, l'aiguille aimantée éprouve encore des variations continuelles. Les unes sont accidentelles, les autres périodiques. — Les variations accidentelles s'observent le plus ordinairement pendant les aurores boréales ; sous la latitude de Paris, leur valeur ne dépasse guère 20′, mais elles sont plus considérables dans les régions polaires. Les variations périodiques sont annuelles ou diurnes. Les dernières sont mieux connues que les autres. On peut les définir en disant, qu'au moins dans nos contrées, l'aiguille semble chaque jour suivre le soleil depuis le matin jusque vers une heure ou deux de l'après-midi ; elle revient ensuite vers l'est ; le mouvement rétrograde, à Paris, paraît à peu près accompli vers 10 heures du soir, et l'aiguille reste sensiblement immobile pendant la nuit. Dans le nord, au contraire, ce mouvement continue jusqu'au matin.

A Paris, l'amplitude de la variation diurne est de 13′ à 15′ pendant le printemps et l'été, et de 8′ à 10′ pendant les autres saisons.

Ces variations diurnes se mesurent très-commodément avec les appareils de M. Gauss. On peut aussi les observer avec la boussole dont nous avons donné la description page 527. Enfin on peut encore les suivre à l'aide d'un appareil de M. Gambey, connu

sous le nom de boussole des variations. La figure 362 représente la coupe et le plan de cet appareil.

Boussole des variations. — Le barreau mobile AA′ a environ $0^m,60$ de long; il est soutenu par un faisceau de fils de cocon I qui s'enroule sur le treuil H; à chacune de ses extrémités il porte une petite plaque d'ivoire sur laquelle sont tracées des divisions

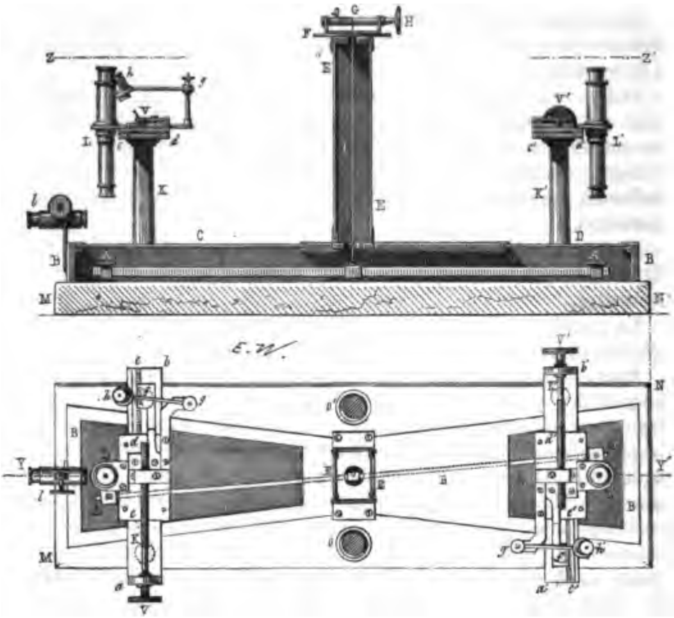


Fig. 362.

angulaires très-fines, et qui valent ordinairement une vingtaine de minutes. Enfin en L et L′ sont des microscopes avec lesquels on peut observer les divisions des plaques d'ivoire dont nous venons de parler.

Cette boussole est exclusivement destinée à mesurer la marche diurne de l'aiguille. On l'oriente approximativement, suivant la direction du méridien magnétique, et à l'aide des vis micrométriques V et V′ on amène les fils occulaires des microscopes à coïncider avec la ligne de foi de l'aiguille qui est marquée sur les plaques d'ivoire A et A′. Et alors, pour observer les varia-

tions diurnes de l'aiguille, il faut ou suivre la ligne de foi en faisant mouvoir les microscopes à l'aide des vis micrométriques dont le déplacement se mesure avec une extrême exactitude, ou bien il faut, laissant ces derniers immobiles, compter les divisions des plaques d'ivoire qui passent au point de croisement des fils de leurs réticules.

CHAPITRE VI

INCLINAISON.

L'inclinaison magnétique est l'angle que fait avec l'horizon l'axe polaire d'une aiguille aimantée mobile autour de son centre de gravité, dans le méridien magnétique. Pour la déterminer, on fait ordinairement usage d'un appareil dont nous avons déjà donné

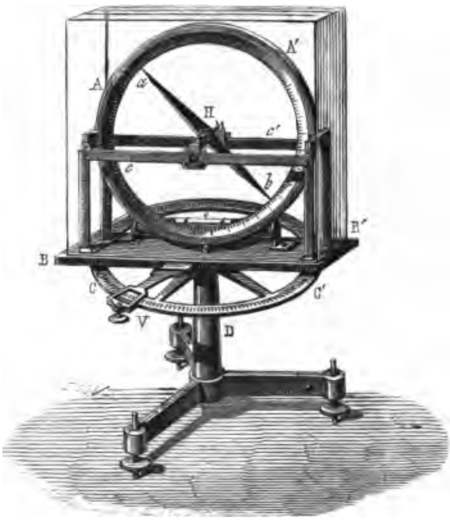


Fig. 363.

une idée sommaire page 485. Nous allons ajouter quelques détails à ce que nous en avons dit alors.

La boussole d'inclinaison (fig. 363) se compose essentiellement d'un cercle gradué AA', dont le plan peut être rendu bien vertical, et qui doit pouvoir se placer dans tous les azimuts possibles. A cet effet, le cercle dont il s'agit est fixé à angle droit sur une tablette BB' mobile horizontalement autour du centre d'un cercle azimutal CC'. Une alidade à vernier V mesure ce mouvement. Les vis calantes dont sont munis les trois pieds de la colonne D servent à régler l'appareil.

L'aiguille est traversée par un axe d'acier qui tourne avec la plus grande facilité dans deux coussinets d'agate supportés par les traverses CC'. Un levier permet de la soulever lorsque les observations sont terminées. Enfin une cage de verre met l'aiguille à l'abri de l'influence perturbatrice qu'exercerait sur elle l'agitation de l'air.

Pour déterminer l'inclinaison à l'aide de l'appareil que nous venons de décrire, il semblerait que l'on doit commencer par tourner le limbe de manière que son plan coïncide exactement avec le méridien magnétique ; et la chose serait difficile. Mais, heureusement, on peut ne pas se préoccuper de satisfaire à cette condition ; car, d'après ce qui a été démontré page 487, si l'on élève au carré les cotangentes des inclinaisons observées dans deux azimuts rectangulaires quelconques, on obtient en les ajoutant une somme constante et égale au carré de la cotangente de l'inclinaison vraie.

D'après cela, on remplace toujours l'observation qui devrait être faite dans le plan du méridien par un couple de déterminations exécutées dans deux plans rectangulaires ; et, de cette manière, on fait disparaître les erreurs qui proviendraient des inexactitudes d'orientation.

Le défaut de coïncidence entre l'axe polaire et l'axe de figure de l'aiguille se corrige par la méthode du retournement, laquelle s'applique ici sans difficulté, car l'aiguille et l'axe qui s'y trouve fixé peuvent être aisément enlevés et remis en place. Enfin, il est une autre précaution que rendent indispensable les incertitudes qui existent inévitablement dans le centrage de l'aiguille. Si le centre de gravité, au lieu d'être sur l'axe même de mouvement, se trouve dans la partie de l'aiguille qui s'élève au-dessus de l'horizon, l'action du poids de l'aiguille a pour effet de rendre trop petite l'inclinaison : un effet contraire serait produit si le centre de gravité se trouvait dans la moitié de l'aiguille qui plonge vers la terre.

Pour faire disparaître l'influence de cette nouvelle cause d'erreur, après avoir fait une détermination complète sans se préoc-

cuper de la position du centre de gravité, on donne à l'aiguille une aimantation contraire à celle qu'elle avait d'abord; puis on observe de nouveau l'inclinaison avec toutes les précautions que nous avons indiquées; et enfin, on prend pour inclinaison vraie la moyenne des résultats obtenus dans les deux groupes d'opérations. On conçoit sans peine qu'à l'aide de cette double correction, on annule l'influence des différentes causes d'erreurs qui rendraient nécessairement fausse une détermination isolée.

Toutefois, comme il est bon de se rendre compte avec rigueur des effets que l'on obtient par chacun des deux retournements successifs, nous allons discuter la question avec quelques détails.

Lorsqu'on retourne une aiguille de déclinaison, la direction de l'axe polaire ne change pas, et par suite on doit admettre que le retournement s'effectue autour d'une droite menée par le centre de mouvement et parallèlement à cet axe.

Il en est autrement dans le cas qui nous occupe, parce que les actions magnétiques ne sont plus les seules forces qui agissent pour diriger l'aiguille; mais on peut établir que la moyenne de deux déterminations successives faites avec retournement coïncide précisément avec le résultat que l'on eût obtenu si les pôles avaient été placés sur la droite, passant par le centre de mouvement et par le centre de gravité.

En effet, soit i l'inclinaison, S'AS la direction de l'aiguille π son

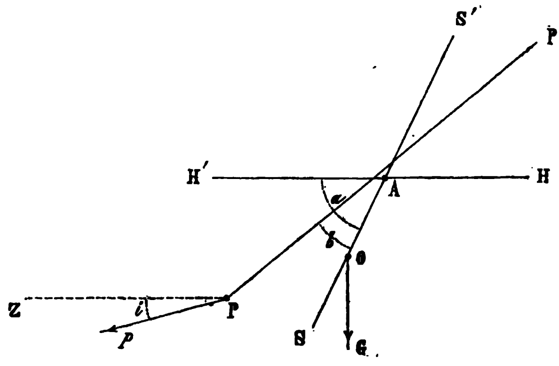


Fig. 364.

poids, L la distance polaire, l celle qui sépare le centre de gravité O du centre de mouvement, et f la force du couple terrestre; admettons que les pôles P et P' et le centre de mouvement A (fig. 364)

soient dans un même plan perpendiculaire à l'axe de mouvement. Enfin désignons l'angle H'AS par a, et appelons b celui que forment entre elles les lignes PP' et AO.

L'équation d'équilibre est, d'après la règle des moments,

$$0 = \pi l \cos a + L. f. \sin i. \cos (a - b) - L. f. \cos i \sin (a - b)$$

Si l'on retourne l'aiguille, la ligne PP' passe nécessairement de l'autre côté de AO, et l'équation des moments devient

$$0 = \pi l \cos a' + L. f. \sin i \cos (a' + b) - L. f. \cos i \sin (a' + b)$$

Développons ces deux équations en négligeant les termes en b^2, et elles deviennent respectivement

$$[\pi l + L. f \ (\sin i + b. \cos i)] \cos a = L f \sin a (b \sin i + \cos i)$$

$$[\pi l + L. f. (\sin i - b \cos i)] \cos a' = L. f. \sin a' (b \sin i + \cos i)$$

ou

$$tg\ a = \frac{\pi l + L.\ f. (\sin i + b \cos i)}{L. f. (\cos i - b \sin i)}$$

$$tg\ a' = \frac{\pi l. + L. f. (\sin i - b \cos i)}{L. f. (\cos i + b \sin i)}$$

En ajoutant on trouve

$$tg\ a + tg\ a' = \frac{2\pi l + 2Lf \sin i}{Lf \cos i}$$

on trouverait de même

$$tg\ a\ tg\ a' = \frac{(\pi l + Lf \sin i)^2}{L^2 f^2 \cos^2 i}$$

et par suite

$$tg\ (a + a') = \frac{\dfrac{2\ (\pi l + Lf \sin i)}{Lf \cos i}}{1 - \left[\dfrac{\pi l + Lf \sin i}{Lf \cos i}\right]^2}$$

Or, si b eût été o, les valeurs de $tg\ a$ et $tg\ a'$ auraient été égales entre elles, et à

$$\frac{\pi l + Lf \sin i}{Lf \cos i}$$

et comme on a, quel que soit φ

$$tg\ 2\varphi = \frac{2 \tan \varphi}{1 - \tan^2 \varphi}$$

on voit que dans tous les cas ou b^2 est négligeable devant $\cos i$, la tangente de la somme des angles a et a' est égale à la tangente du double de l'angle que la ligne Ao eût fait avec l'horizon si elle avait contenu les points P et P', les distances l et L restant toujours les mêmes : ce second énoncé a quelque importance.

En effet, l'on ne connaît pas en général la direction de la ligne OA ; on sait seulement que l'axe de figure de l'aiguille fait avec cette ligne un angle constant, lequel s'ajoute à l'angle a et se retranche de a', ou réciproquement, de telle sorte que la somme $a + a'$ est toujours égale à la somme des angles que l'axe de figure fait avec l'horizon.

Ainsi donc, à l'aide du retournement ordinaire on ramène le problème à ce qu'il serait si l'axe magnétique et l'axe de figure coïncidaient avec la droite qui passe par le centre de mouvement et celui de gravité. Par suite, nous pourrons supposer l'aiguille linéaire dans les calculs à l'aide desquels nous allons maintenant tenir compte du défaut de centrage.

Nous admettrons d'abord qu'en renversant les pôles on ne change pas le moment magnétique L de l'aiguille et nous poserons L f = M. Alors, si dans un cas l'équation d'équilibre est

$$tg\, a = \frac{\pi l + Lf \sin i}{L.\, f.\, \cos i} = \frac{\pi l + M \sin i}{M \cos i}$$

elle deviendra dans l'autre

$$tg\, a_1 = \frac{-\pi l + fL \sin i}{fL \cos i} = \frac{-\pi l + M \sin i}{M \cos i}$$

d'où

$$tg\, a + tg\, a_1 = \frac{2M \sin i}{M \cos i} = 2\, tg\, i$$

Si le moment magnétique de l'aiguille changeait par suite du renversement des pôles, on aurait les deux équations

$$M \cos i\, tg\, a = \quad Pl + M \sin i$$

$$M' \cos i\, tg\, a_1 = -Pl + M' \sin i$$

$$\cos i\, (M\, tg\, a + M'\, tg\, a_1) = (M + M') \sin i$$

$$tg\, i = \frac{M}{M + M'}\, tg\, a + \frac{M'}{M + M'}\, tg\, a_1$$

et l'on pourrait encore trouver tgi, puisque M et M' se déterminent sans difficulté.

§ 2. — VARIATIONS DE L'INCLINAISON.

L'inclinaison varie avec la latitude : elle est maximum dans les régions polaires ; et dans ces régions on trouve des localités où l'aiguille aimantée se place verticalement ; vers l'équateur au contraire, il existe une suite de points où l'inclinaison est nulle. La ligne qui les joint s'appelle équateur magnétique. Elle présente en qnelques-unes de ses parties des sinuosités considérables. Toutefois, en direction générale, elle s'approche d'un grand cercle qui, d'après les observations et les calculs de M. Duperrey, était, vers 1825, incliné de 10,49' sur l'équateur magnétique.

Les pôles de ce grand cercle se trouvaient situés :

l'un par	79° 11' de lat. nord
et par	78° 20' longit. occidentale,
l'autre par	79° 11' de latit. sud
et par	101° 40' de longit. orientale.

Si la terre pouvait être assimilée à un aimant ayant ses deux pôles à égale distance du centre, il est évident qu'en tous les points du grand cercle perpendiculaire à l'axe magnétique l'inclinaison serait nulle et la direction de l'aiguille constante.

En réalité, cette constance de direction n'a pas lieu tout le long de la ligne sans inclinaison.

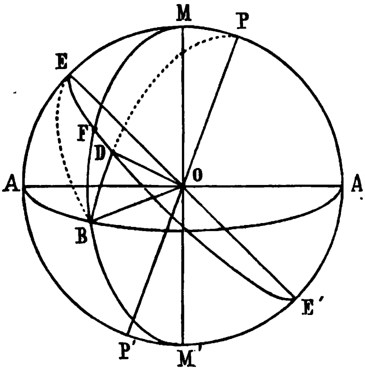


Fig. 365.

Pour s'en assurer il suffit de chercher quels sont, en chaque point de cette ligne, les angles que fait l'aiguille, 1° avec l'axe du globe, 2° avec deux autres droites, menées par le point O dans le plan de l'équateur. On constate en effet que chacun de ces angles ne conserve pas toujours la même valeur. Voici comment on peut faire le calcul.

Soit (fig. 365) PP' l'axe du globe, EDE' l'équateur, M un point de la ligne sans inclinaison, OM la verticale de M, PMA le méridien terrestre et MBM' le vertical qui contient l'aiguille au même point. Soit enfin ABA' le grand cercle perpendiculaire à MO. OB est

parallèle à l'aiguille : or, le triangle sphérique BMP est complétement déterminé, car l'angle BMP est le supplément de la déclinaison, l'arc MP est le complément de la latitude de M et MB est égal à un quadran. Donc déjà le côté PDB qui mesure l'angle de l'aiguille avec l'axe polaire est connu.

Ensuite, dans le triangle BED, on connaît BD qui est égal à PB — 90 ; on connaît DE qui est la mesure de l'angle MPB; enfin l'angle en D est droit, donc on peut calculer BE, c'est-à-dire déterminer l'angle de BO avec OE.

Enfin, comme la longitude de M est connue, on sait quel angle la ligne EO fait avec toute autre droite menée arbitrairement dans l'équateur, et cela suffit pour qu'on puisse trouver l'angle compris entre cette nouvelle droite et BO.

Après avoir établi le fait que nous venons de signaler, M. Duperrey a déterminé une ligne en tous les points de laquelle l'aiguille reste parallèle à elle-même. Cette ligne ne diffère pas beaucoup de l'équateur magnétique ; toujours, vers 1825, elle paraissait se confondre avec un grand cercle dont l'axe perçait le globe en deux points situés

l'un par 79° 6′ N et 71° 31′ O,
l'autre par 79° 6′ S et 108° 28′ E.

Enfin, M. Duperrey est encore arrivé à ce résultat : que l'inclinaison était égale à 90 en deux points situés

l'un par 70° 10′ N et 100° 40′ O,
l'autre par 75° 0′ S et 136° 0′ E.

Mais il faut bien remarquer que la ligne passant par ces points n'aurait pu être regardée comme se confondant avec l'axe magnétique de la terre que dans l'hypothèse où cet axe eût coïncidé avec un diamètre du globe.

En un même lieu, l'inclinaison, comme la déclinaison, est sujette à des variations de deux sortes : les unes séculaires, les autres à courte période.

A Paris, en 1671, l'aiguille aimantée s'inclinait de 75° au-dessous de l'horizon ; depuis cette époque, elle s'est relevée d'une manière continue, et maintenant l'inclinaison n'est plus que de 66 25. Quant aux variations à courte période, elles sont annuelles ou diurnes.

D'après M. Hansteen, l'inclinaison est plus forte en été qu'en hiver, plus forte avant midi que le soir; et toujours d'après le même savant, l'amplitude de variation annuelle serait d'environ 15′ et celle de la variation diurne 4′ ou 5′.

CHAPITRE VI

INTENSITÉ DU MAGNÉTISME TERRESTRE.

§ 1. — RECHERCHES DE M. DE ROSSEL ET DE M. DE HUMBOLDT.

L'intensité des forces du couple terrestre varie, aussi bien que leur direction, avec la position du lieu où on les observe. Les premières recherches qui aient été faites pour découvrir les lois de ces variations sont récentes; elles datent de la fin du siècle dernier et ont été principalement exécutées par M. de Rossel, dans une expédition envoyée à la recherche de La Peyrouse.

Quelques années plus tard, M. de Humboldt, dans ses célèbres voyages scientifiques, recueillit sur la même question un grand nombre de données nouvelles, et de l'ensemble des observations faites par son prédécesseur et par lui, il résulte que, de l'équateur aux pôles, l'intensité magnétique augmente dans le rapport de 1 à 1,85 environ.

Aux différents points où l'on voulait déterminer l'intensité de l'action magnétique du globe, on faisait osciller horizontalement une même aiguille aimantée, en prenant soin de la suspendre toujours de la même manière, et l'on comptait exactement les nombres d'oscillations N, N′, N″ exécutés dans des temps parfaitement égaux entre eux. Les carrés de ces nombres étaient pris alors pour mesure des forces H, H′, H″ qui, en chaque station, imprimaient à l'aiguille son mouvement oscillatoire horizontal.

Enfin, après avoir ainsi déterminé ces valeurs relatives des composantes horizontales de l'action terrestre aux différentes stations, on divisait chacune par le cosinus de l'inclinaison correspondant, et les quotients obtenus

$$\frac{H}{\cos i} \quad \frac{H'}{\cos i'} \quad \frac{H''}{\cos i''}$$

étaient proportionnels aux intensités magnétiques totales que l'on voulait connaître.

La méthode que nous venons de décrire suppose la connaissance de l'inclinaison magnétique au lieu de l'observation, et dès lors il

semblerait plus simple de mesurer directement l'action terrestre totale en faisant osciller, dans le mériden magnétique, l'aiguille de la boussole d'inclinaison. Mais dans ce cas, il faudrait tenir compte des défauts de centrage et aussi du frottement de l'axe sur les coussinets qui le supportent. Au reste le procédé fondé sur l'emploi de la boussole de déclinaison n'est pas non plus à l'abri de toute difficulté, car « l'un des pôles de l'aiguille (voir le *Traité de physique* de M. Pouillet) ayant une tendance à plonger au-dessous de l'horizon, il en résulte que le prolongement du fil de suspension ne passe jamais par le centre de gravité ; de là une différence dans les deux bras de levier de l'aiguille, et une différence qui change avec l'inclinaison ».

Enfin, que l'on suive l'une ou l'autre des deux marches que nous venons d'indiquer, on ne peut se soustraire à une cause d'erreur très-influente.

Le magnétisme des aiguilles éprouve de continuelles variations ; et quand il arriverait que ces changements fussent peu considérables dans le cours d'une expédition scientifique, il serait impossible qu'ils ne se développassent point avec le temps. En sorte que, si dans de bonnes conditions, on pouvait parvenir à déterminer avec une certaine exactitude les variations qu'à une même époque, l'intensité magnétique terrestre éprouve lorsqu'on passe d'un point du globe à l'autre, il faudrait renoncer à étudier les changements qu'elle éprouve avec le temps.

§ 2. — PROCÉDÉ DE M. GAUSS.

Pour résoudre cette grave difficulté, M. Poisson a indiqué une méthode que les travaux de M. Gauss ont rendue plus précise et plus simple. Nous allons en exposer le principe.

Concevons une aiguille tellement aimantée que l'action de l'un de ses pôles sur un pôle identique placé à l'unité de distance soit égale à l'unité de force.

Il est clair que si l'on pouvait déterminer l'intensité de l'action que le magnétisme terrestre exerce aux différents points du globe sur chacun des pôles de cette aiguille normale, on aurait par cela même résolu la question qui nous occupe ; or, pour arriver à la détermination dont il s'agit ici, il n'est pas besoin d'opérer avec une aiguille dont le magnétisme polaire ait précisément le degré d'énergie que nous venons de définir.

En effet, supposons comme nous l'avons fait plus haut, que T soit l'action exercée par la terre sur le pôle d'une aiguille quel-

conque et M celle qu'exerce sur le même pôle celui d'un barreau arbitrairement choisi.

Si l'on place ce barreau à une certaine distance de l'aiguille, perpendiculairement au méridien magnétique passant par le centre de cette dernière, et de manière à avoir lui-même son milieu dans le méridien, l'aiguille sera déviée ; et, pourvu que la déviation ω soit suffisamment petite, elle sera liée aux quantités T et M et à la distance polaire $2a$ du barreau déviant par la relation

$$\sin \omega = \frac{M}{T}\left(\frac{2a}{R^3}\right).$$

Le rapport $\frac{M}{T}$ est évidemment indépendant du degré de magnétisme de l'aiguille mobile. En d'autres termes la valeur numérique de la quantité $\sin\ \omega$ est telle qu'on l'eût trouvée, si l'aiguille mobile avait satisfait à la condition énoncée au commencement de ce paragraphe, si elle eût eu l'intensité polaire normale.

Ainsi T′ et M′ étant les actions exercées dans ce cas sur le pôle de l'aiguille 1° par la terre, 2° par le pôle du barreau déviant supposé à distance égale à l'unité, on aurait encore

$$\frac{M'}{T'} = \frac{\sin\omega}{2a} R^3.$$

D'une autre part le moment magnétique Q du barreau déviant peut s'exprimer aisément en fonction des quantités T′ et M′.

En effet, il est évident que l'action de la terre sur le pôle d'un aimant est proportionnelle à celle que ce dernier exerce, à l'unité de distance, sur le pôle de l'aiguille normale.

Or, ici le pôle du barreau déviant agirait sur l'aiguille normale avec une force égale non pas à l'unité, mais à M′; donc, à son tour, la terre agit sur le pôle du barreau avec une force égale, non pas à T′, mais à T′M′; et par suite enfin le moment Q est égal au produit de la force T′M′ par la distance polaire $2a$.

Aussi on a les deux équations

$$\frac{2aM'}{T'} = R^3 \sin \omega$$

et

$$2aT'M' = Q.$$

on en déduit la relation finale

$$T'^2 = \frac{Q}{R^3 \sin \omega}$$

laquelle détermine sans aucune ambiguïté la valeur de la quantité T′ que l'on a intérêt à connaître.

L'équation $sin\ \omega = \frac{2aM'}{T'R^3}$, sur laquelle nous nous fondons pour arriver à trouver la valeur de T′, n'a été établie que comme une approximation, elle ne devient rigoureuse que quand ω est indéfiniment voisin de zéro, et ce cas est purement théorique. Mais si l'on suppose à l'angle ω une valeur appréciable quoique toujours petite, 1, 2, 3 degrés par exemple, en suivant une marche toute semblable à celle que nous avons prise page 516, et développant des calculs un peu longs, mais faciles du reste, on trouve que l'expression rigoureuse de *tg*ω est donnée par l'équation suivante

$$tg\ \omega = \frac{2aM'}{T'}\left(\frac{1}{R^3} - \frac{A}{R^5} + \frac{A'}{R^7} -\right)$$

A, A′ étant des coefficients indépendants de R.

Ceci posé, on observe la déviation ω en reculant le barreau déviant successivement à différentes distances R_1, R_2, R_3, et en substituant, dans l'équation précédente, les valeurs correspondantes de *tg*ω et R, on détermine rigoureusement les valeurs numériques des coefficients A, A′, etc.; et par suite enfin celle du facteur $\frac{2aM'}{T'}$ que l'on a besoin de connaître.

§ 3. — LIGNES ISODYNAMIQUES; VARIATIONS DE L'INTENSITÉ.

L'étude de l'intensité aux différents points du globe a conduit les observateurs à la détermination d'un réseau de lignes dites isodynamiques, et définies par cette condition, que l'intensité soit constante dans toute l'étendue de chacune d'elles. Ces lignes ne coïncident pas avec les parallèles magnétiques, comme on pourrait être tenté de le croire au premier abord, mais pourtant elles ont avec eux des rapports très-sensibles.

Nous présentons dans les tableaux suivants quelques nombres qui donneront une idée des grandeurs relatives de l'intensité en différents points du globe bien connus. Il est entendu qu'il ne s'agit que de valeurs moyennes. L'intensité, en effet, se trouve, comme les autres éléments du magnétisme terrestre, soumise à des variations périodiques diurnes ou annuelles de faible amplitude.

TABLEAU

D'inclinaisons et d'intensités horizontales absolues observees par M. Hamsteen et les officiers de la marine Norvégienne.

LIEUX.	ÉPOQUES.	INCLINAISONS.	INTENSITÉS HORIZONTALES.
Stockholm................	1842	71 22′	1 5553
Toulon..................	1842	68 28′	2 0955
Naples..................	1843	58 42′	2 3014
Milo....................	1843	52 13′	2 6074
Gibraltar...............	1842	59 27′	2 2817
Le Pirée................	1843	53 53′	2 5384
Smyrne..................	1843	53 46′	2 5516
Alger.1.................	1843	57 8′	2 3823
Malaga..................	1843	59 20′	2 2921

§ 4. — CALCUL DES ÉLÉMENTS DU MAGNÉTISME TERRESTRE DANS UNE HYPOTHÈSE PARTICULIÈRE[1].

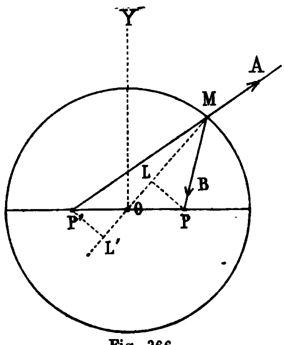


Fig. 366.

Pour terminer cette étude du magnétisme terrestre, nous allons, à titre d'exercice, chercher comment l'inclinaison, l'intensité et la déclinaison varieraient d'un point à l'autre du globe, si l'on supposait seulement deux centres magnétiques situés sur un même diamètre, et à faible distance du centre.

Soit P (fig. 366) le pôle boréal magnétique de la terre, P′ le pôle austral et M le pôle austral d'une aiguille.

Posons $OM = d$, $PM = r$, $P'M = r'$ et $OP = OP' = \delta$. Enfin représentons par m l'angle YOM qui mesure la latitude magnétique du point M.

1. Le problème que nous traitons dans ce paragraphe a été posé et résolu par M. Biot. Je dois à M. de la Provostaye la forme simple sous laquelle j'en présente la solution.

L'action de P sur M est dirigée suivant MB; elle aura pour mesure $\frac{1}{r^2}$ si on suppose au magnétisme de l'aiguille une intensité convenable.

L'action de P′ sur M sera dirigée suivant MA, et aura pour mesure $\frac{1}{r'^2}$.

On déduit de là que la composante verticale V de l'action magnétique totale a pour valeur

$$V = \frac{\cos \text{OMP}}{r^2} - \frac{\cos \text{OMP}'}{r'^2}$$

De même la valeur H de la composante horizontale est donnée par l'équation

$$H = \frac{\sin \text{OMP}}{r^2} + \frac{\sin \text{OMP}'}{r'^2}.$$

Soient abaissées PL et P′L′ perpendiculaires sur OM, on aura

$$\text{OL} = \delta \sin m = d - r \cos \text{OMP} \qquad \text{d'où } \cos \text{OMP} = \frac{d - \delta \sin m}{r}$$

et

$$\text{OL}' = \delta \sin m = r' \cos \text{OMP}' - d \qquad \text{d'où } \cos \text{OMP}' = \frac{d + \delta \sin m}{r'}$$

De plus on a

$$r : \delta :: \cos m : \sin \text{OMP} \qquad \text{d'où } \sin \text{OMP} = \frac{\delta \cos m}{r}$$

$$r' : \delta :: \cos m : \sin \text{OMP}' \qquad \text{d'où } \sin \text{OMP}' = \frac{\delta \cos m}{r'}$$

Substituons ces valeurs du sinus et cosinus des angles OMP et OMP′ dans les expressions de V et H, et il viendra

$$V = \frac{d - \delta \sin m}{r^3} - \frac{d + \delta \sin m}{r'^3}$$

$$= \frac{d\,(r'^3 - r^3)}{r^3 r'^3} - \frac{\delta\,(r^3 + r'^3)}{r^3 r'^3} \sin m$$

$$H = \frac{\delta \cos m}{r^3} + \frac{\delta \cos m}{r'^3}$$

$$= \delta\, \frac{r'^3 + r^3}{r^3 r'^3} \cos m$$

or on a

$$r^2 = d^2 + \delta^2 - 2d\delta \sin m = d^2 \left(1 - \frac{2\delta \sin m}{d} + \frac{\delta^2}{d^2}\right)$$

$$r'^2 = d^2 + \delta^2 + 2d\delta \sin m = d^2 \left(1 + \frac{2\delta \sin m}{d} + \frac{\delta^2}{d^2}\right)$$

et de là, en négligeant le terme en δ^2

$$r^3 = d^3\left(1 - \frac{3\delta}{d}\sin m\right) \qquad r' = d^3\left(1 + \frac{3\delta}{d}\sin m\right)$$

Enfin

$$r'^3 - r^3 = 6d^2\delta \sin m.$$
$$r'^3 + r^3 = 2d^3$$
$$r^3 r'^3 = d^6$$

Substituons de nouveau ces valeurs dans celles de V et H, et il vient

$$V = \frac{4\delta \sin m}{d^3} \text{ et } H = \frac{2\delta \cos m}{d^3}$$

Or, si l'on appelle F la force magnétique totale, laquelle est la résultante de V et H, et i l'inclinaison, on a

$$V = F \sin i \qquad H = F \cos i$$

d'où

$$\frac{H}{V} = tg\, i = 2 tg\, m$$

et

$$F = \sqrt{V^2 + H^2} = \frac{2\delta}{d^3}\sqrt{\cos^2 m + 4\sin^2 m}$$
$$= \frac{2\delta}{d^3}\sqrt{1 + 3\sin^2 m.}$$

Ces deux dernières relations donnent, dans l'hypothèse où nous nous sommes placés, l'inclinaison et l'intensité tout le long des parallèles magnétiques.

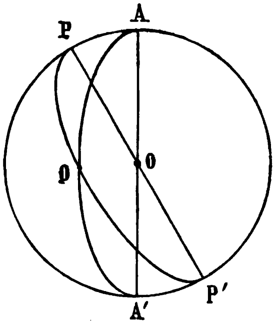


Fig. 367.

Quant à la déclinaison, on l'obtient aussi sans difficulté. En effet, elle est égale, en chaque point du globe Q (fig. 367), à l'angle que forme le méridien terrestre AQA' avec le méridien magnétique PQP', c'est-à-dire à l'angle PQA du triangle sphérique de même nom. Or, dans ce triangle, on connaît les côtés PA et AQ, qui sont les distances du pôle magnétique et du point Q au pôle terrestre. On connaît aussi l'angle PAQ. Donc le triangle est déterminé.

CHAPITRE VII

ACTION DU MAGNETISME TERRESTRE SUR TOUS LES CORPS. — DIAMAGNÉTISME.

§ 1. — ACTION DU MAGNÉTISME SUR LES SOLIDES.

Le fer, le nickel, le cobalt et quelques-unes de leurs combinaisons sont, de tous les corps connus, ceux qui paraissent le plus facilement attirables aux aimants ; mais il serait faux de croire que toutes les autres substances soient insensibles à l'action magnétique.

Expériences de Brugmann. — Dès 1778, Brugmann avait reconnu qu'une aiguille de bismuth se trouve toujours repoussée par chacun des deux pôles d'un aimant ; et vingt ans plus tard environ, Coulomb constatait que des petits barreaux d'or, de plomb, de cire, peuvent se diriger sous l'influence d'aimants puissants approchés à une faible distance.

Expériences de Coulomb. — Dans les expériences de Coulomb, l'aiguille à éprouver E se trouvait suspendue horizontalement par un fil de cocon D au milieu d'une cloche de verre (fig. 368) qui la préservait de l'agitation de l'air.

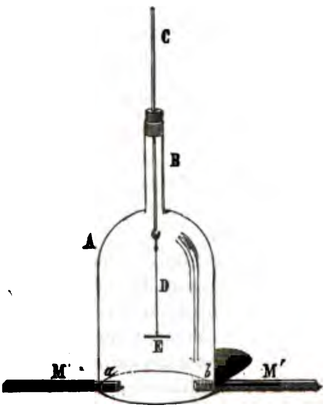


Fig. 368.

Sous cette cloche pénétraient les extrémités contraires *a* et *b* de deux aimants puissants M et M′ placés dans le prolongement l'un de l'autre, et symétriquement par rapport au fil de suspension. Les pôles étaient distants de 20 millimètres, et les aiguilles, toutes de même poids, avaient 7 millimètres de long. Lorsqu'on les descendait à la hauteur des aimants, elles se dirigeaient suivant la ligne polaire, et si l'on cherchait alors à les écarter de cette direction, elles y re-

venaient par une série d'oscillations notablement plus rapides que celles qu'elles auraient accomplies en dehors de l'influence des aimants. En observant le temps de ces oscillations, on pouvait arriver à déterminer les moments magnétiques que les aiguilles éprouvées acquéraient sous l'action des pôles puissants qui les dirigeaient. Seulement, comme les forces à mesurer étaient très-faibles, il fallait tenir compte de la torsion du fil de suspension et l'on y arrivait facilement en mesurant la durée des oscillations accomplies sous la seule influence de cette force.

Les moments magnétiques obtenus dans les expériences dont nous parlons ici étaient très-peu considérables. Pour l'aiguille d'argent, par exemple, il équivalait seulement à un poids de $0^{mg},0052$ agissant à l'extrémité d'un bras de levier de $0^{m},001$. Aussi Coulomb croyait-il devoir faire remarquer que l'on pouvait expliquer le développement de magnétisme correspondant à de pareils effets en supposant dans les aiguilles employées des traces de fer tout à fait inappréciables à l'analyse.

Expériences de Lebaillif. — Depuis ces premiers travaux, on a plusieurs fois repris l'étude des actions que le magnétisme exerce sur tous les corps. M. Lebaillif, en particulier, a vérifié que le bismuth repousse toujours une aiguille aimantée très-légère, suspendue horizontalement à l'extrémité d'un fil de cocon, et M. Saigey a vu que d'autres corps, en ces circonstances, agissent comme le bismuth.

Aujourd'hui, lorsqu'on veut rendre facilement observables tous les effets d'influence magnétique que nous venons de décrire, on profite de la facilité avec laquelle on transforme en aimant puissant un fer à cheval de fer doux entouré de fils de cuivre isolés.

Recherches de M. Faraday. — M. Faraday, qui a fait sur le sujet qui nous occupe un grand nombre d'observations très-importantes, a souvent employé un appareil analogue à celui qui est représenté figure 369.

AA est un fer à cheval de fortes dimensions; on le soutient dans une position verticale à l'aide des supports en bois. Les extrémités du fil peuvent être mises à volonté en communication avec les deux pôles d'une pile; les aiguilles ou plus généralement les corps à éprouver sont suspendus par le fil de cocon *ed* à la potence *fgg'l'*.

Quand ces corps ont pris une position d'équilibre que nous supposerons quelconque, on aimante le fer à cheval en transmettant le courant, et l'on voit alors le barreau se placer tantôt suivant la ligne des pôles, tantôt dans une position plus ou moins inclinée ou souvent même perpendiculaire à la ligne des pôles.

Cette position transverse s'observe très-aisément avec un petit barreau de bismuth, et il est évident qu'elle est la conséquence nécessaire de la répulsion que les deux pôles de l'aimant exercent sur les bouts du barreau.

On obtient des effets analogues avec des barreaux d'or, de phosphore, de soufre, tandis que des aiguilles de fer se dirigent sui-



Fig. 369.

vant l'axe polaire. Pour exprimer par un seul mot ces différences d'orientation, on est convenu de nommer diamagnétiques les substances qui se dirigent comme le bismuth; tandis que les autres conservent la qualification de magnétiques.

§ 2. — ACTION DU MAGNÉTISME SUR LES LIQUIDES ET LES GAZ.

Actions sur les liquides. — Les liquides sont, comme les solides, sensibles à l'action des aimants.

Sur une des extrémités du fer à cheval de fer doux (fig. 369) on

place une capsule de verre pouvant recevoir une goutte de liquide puis on établit le courant et l'on voit la surface affecter une forme différente de celle qu'elle avait d'abord. Elle se creuse si l'on emploie de l'eau pure, et se soulève au contraire si l'on fait usage d'une solution ferrugineuse.

On peut encore opérer de la manière suivante : entre les extrémités B′ et B du fer à cheval, on suspend horizontalement, à l'aide d'un fil métallique très-fin, un tube de verre, et l'on s'arrange pour qu'il se fixe dans une position un peu inclinée sur la ligne BB′, lorsque le courant ne passe pas dans les fils du fer à cheval. Si alors on emplit le tube de sulfure de carbone, il est repoussé au moment où l'on établit le courant. Il serait au contraire fortement attiré s'il était rempli de chlorure de fer dissous dans l'eau.

Actions sur les gaz. — La première expérience qui ait rendu sensible l'action des aimants sur les gaz est due à M. Bancalari. Ce savant a vu que la flamme d'une chandelle placée entre les pôles d'un électro-aimant s'incline perpendiculairement à la ligne qui les joint.

Cette observation curieuse a été confirmée par différents physiciens. M. Faraday, M. Plucker, M. Ed. Becquerel ont comparé, par des méthodes différentes, l'influence des aimants sur les différents gaz. On peut en particulier obtenir des effets très-nets en appliquant aux recherches dont il s'agit une méthode simple et directe employée successivement par M. Pluker et M. Ed. Becquerel.

On dispose une balance très-sensible de manière que l'une des extrémités de son fléau se trouve dans l'axe d'un électro-aimant placé verticalement comme nous l'avons jusqu'ici supposé (voir fig. 369); puis à cette extrémité, l'on suspend un ballon à robinet, vide d'air, en s'arrangeant de manière qu'il vienne presque toucher les armures de l'électro-aimant, et l'on établit l'équilibre. Enfin on fait passer le courant dans les fils de l'électro-aimant, et l'on mesure l'effet produit. Supposons qu'il se manifeste par une attraction de δ milligrammes.

Cette première observation faite, on emplit le ballon d'un gaz, d'oxygène par exemple, et après avoir équilibré l'appareil, on mesure de nouveau l'action qui se développe. Soit alors δ' le poids qui contrebalance l'action de l'aimant que nous supposerons toujours de même sens. Il en résulte que $\delta' - \delta$ mesure l'énergie de l'attraction que l'aimant exerce sur le fluide renfermé dans le ballon.

En opérant ainsi, on trouve que l'oxygène est franchement magnétique. — L'azote paraît indifférent et l'hydrogène diamagnétique.

Influence du milieu ambiant. — La nature du milieu dans lequel sont plongés les corps sur lesquels on étudie l'action des aimants influe beaucoup sur la grandeur et le sens de cette action. M. Faraday a mis ce fait hors de doute par l'expérience suivante.

Entre les deux pôles d'un électro-aimant, il avait placé une auge pleine de chlorure de fer, et au milieu de ce liquide il avait suspendu un petit tube de verre qu'il emplissait successivement de solutions du même sel plus ou moins concentrées que celle dont l'auge était remplie.

Dans le premier cas le tube prenait une direction axiale, et une direction transverse dans l'autre.

M. Ed. Becquerel a étudié avec grand soin l'influence que la précédente expérience met en évidence, et il a constaté en particulier que dans une atmosphère d'oxygène, de petits barreaux de soufre et de cire sont repoussés beaucoup plus énergiquement que dans le vide.

Dans l'expérience de M. Faraday, on voit que le tube se dirige axialement quand le liquide dont il est rempli renferme, sous même volume, plus de particules magnétiques que celui qui l'entoure. M. Ed. Becquerel a fait, avec l'oxygène, une expérience analogue et qui démontre très-simplement la puissance magnétique dont il est doué. Au milieu d'une éprouvette pleine de ce gaz il suspend une aiguille de charbon et, quoique naturellement le charbon se comporte corps diamagnétique, aussitôt que l'aiguille, en vertu de son pouvoir absorbant, s'est pénétrée de la forte quantité d'oxygène qu'elle peut admettre dans ses pores, elle se dirige entre les pôles de l'électro-aimant comme le ferait une aiguille aimantée.

§ 3. — ACTION DU MAGNÉTISME SUR LES CORPS CRISTALLISÉS.

Enfin, lorsqu'on opère avec des substances cristallisées, l'influence de la structure interne de ces corps se manifeste d'une manière très-évidente.

Que l'on taille un cylindre de spath d'Islande de façon que l'axe de cristallisation soit dans un plan parallèle aux bases, et qu'on le suspende entre les pôles d'un électro-aimant, de façon que son axe de figure soit vertical. Au moment où l'on établira le courant on verra le cylindre se placer dans une position telle que son axe cristallographique soit perpendiculaire à la ligne des pôles.

On doit à MM. Knoblauch et Tyndall des expériences très-propres à manifester cette influence de la structure particulière

des corps sur l'orientation que les aimants leur communiquent.

Que l'on découpe dans du papier à l'émeri des bandes rectangulaires de 3 centimètres de long sur 7 à 8 millimètres de large, et qu'on en colle avec de la gomme en les superposant, toujours de la même façon, à peu près comme les feuillets d'un livre.

On formera ainsi un prisme droit dans lequel les plans de clivage seront parallèles à l'axe.

Or, entre les pôles d'un fer à cheval, ce prisme se dispose toujours suivant la ligne même qui les joint.

Au contraire, que l'on construise un autre prisme de mêmes dimensions, en découpant dans le même papier de petits carrés de 7 à 8 millimètres de côté, et en les superposant toujours aussi dans le même sens et de manière à en former encore un parallélipipède de 3 centimètres de long, et l'on verra que ce nouveau barreau, de mêmes dimensions et de même nature que le premier, se dirigera diamagnétiquement.

En un mot, dans un cas comme dans l'autre, les plans de clivage se seront disposés suivant la ligne des pôles de l'électro-aimant influent.

§ 4. — INFLUENCE DE LA TEMPÉRATURE SUR LE DÉVELOPPEMENT DU MAGNÉTISME.

Pour terminer ce qui est relatif à l'étude du développement du magnétisme par influence, nous citerons quelques-unes des expériences que l'on a faites dans le but d'apprécier la manière dont les phénomènes sont modifiés par les variations de la température.

Recherches de M. Ed. Becquerel. — Lorsqu'un corps possède à froid une force coercitive plus ou moins prononcée, il la perd graduellement par l'échauffement, et par suite il devient de plus en plus sensible à l'action influente des aimants. Cet accroissement de sensibilité magnétique s'observe fort bien quand on opère avec de la fonte, avec du cobalt carburé, etc. Il est très-faible au contraire dans le fer doux, le nickel pur, dont la force coercitive à froid est déjà presque nulle.

Mais, dans tous les cas, lorsqu'on arrive aux températures très-élevées, l'action des aimants sur tous les corps jusqu'ici étudiés, après avoir passé par un maximum plus ou moins prononcé, décroît rapidement et finit par devenir nulle.

Pour établir ces différents résultats, M. Ed. Becquerel suspendait à un fil de platine très-fin un barreau de la substance sur laquelle portaient ses investigations, et il le chauffait au milieu

d'un courant d'air chaud ou d'une flamme tenue tranquille par une enveloppe convenable, et, à différentes températures, il le faisait osciller entre les pôles contraires de deux aimants puissants.

En observant le temps de l'oscillation il obtenait le moment magnétique du barreau, et ce moment pouvait servir de mesure à l'intensité des pôles qui s'y trouvaient développés, car en ces circonstances, de faibles différences sur la distribution du magnétisme ne pouvaient avoir d'influence appréciable sur les phénomènes, puisqu'on n'était pas obligé de maintenir les aimants à une petite distance des barreaux mobiles.

Il est bon, toutefois, de remarquer que tant que le barreau conserve de la force coercitive, l'intensité des pôles qui s'y développent peut varier avec le temps pendant lequel a duré l'influence des aimants voisins, mais cela n'empêche pas d'arriver à des résultats comparables, pourvu que les circonstances dans lesquelles se font les mesures soient identiques à ce dernier point de vue.

LIVRE V

ACTIONS MOLÉCULAIRES. — ÉLASTICITÉ.

CHAPITRE PREMIER

ÉLASTICITÉ DES CORPS SOLIDES.

§ 1. — DÉFINITIONS.

Sous l'action de forces convenables, les corps solides peuvent être allongés ou raccourcis, dilatés ou comprimés, tordus, infléchis ; en un mot, leurs formes ou leurs dimensions peuvent éprouver des altérations plus ou moins profondes.

Tant que les déformations dont nous parlons ne sont pas trop considérables, elles n'ont rien de permanent, et disparaissent avec la cause qui les avait déterminées. Ainsi un fil légèrement étiré revient à sa longueur première lorsqu'on l'abandonne à lui-même.

Quand, au contraire, les actions mécaniques appliquées aux corps ont été trop puissantes ou trop prolongées, les effets qu'elles ont produits subsistent partiellement. Ainsi, les disques d'argent que l'on transforme en monnaie conservent, après l'action du balancier, une forme et une densité différentes de celles qu'ils possédaient primitivement.

Dans tous les cas, on désigne sous le nom de forces élastiques celles qui, se développant dans les corps au moment où on les déforme, réagissent contre les causes qui produisent ces déformations; et l'on dit que la limite d'élasticité a été dépassée lorsqu'il y a eu production d'une déformation permanente.

Parmi toutes les questions que l'on peut se proposer au sujet des changements de forme ou de volume que les corps éprouvent sous l'influence des forces qui agissent sur eux, il en est un certain nombre qui offrent un intérêt spécial à cause de leurs fréquentes applications. Nous les passerons rapidement en revue.

§ 2. — ALLONGEMENT DES FILS OU VERGES MÉTALLIQUES TIRÉS DANS LE SENS DE LEUR LONGUEUR.

S'Grawesande paraît avoir reconnu le pemier que des fils de métal de diamètre constant éprouvent, lorsqu'ils sont soumis à des tractions parallèles à leur axe, des accroissements de longueur proportionnels aux forces qui agissent pour les produire. L'accroissement de la force restant constant, l'allongement produit est proportionnel à la longueur totale du fil et réciproque à sa section.

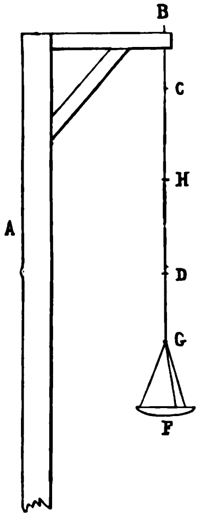


Fig. 370.

Pour vérifier ces lois, on se sert ordinairement du cathétomètre.

Expériences de M. Savart, de M. Masson, etc. — Vers les deux bouts du fil sur lesquels on veut opérer, on trace deux fines divisions, puis on le suspend à une potence solide AB (fig. 370); on attache à sa partie inférieure un plateau de balance F, et enfin on le charge d'un poids suffisant pour le redresser. Alors on mesure la distance des points de repère C et D, puis on met dans le plateau F une surcharge connue P, et au bout de quelques minutes on prend de nouveau la distance CD, soit δ l'accroissement qu'elle a subi. On recommence l'expérience en employant une surcharge égale à 2P, 3P, etc., et l'on trouve que les allongements correspondants sont 2δ, 3δ; etc.

Si, entre les points C et D on en traçait un autre H à une distance de C égale à $\frac{CD}{n}$, on reconnaîtrait, toujours par des mesures directes, que les allongements éprouvés par la portion CH du fil

sous les surcharges	P, 2P, 3P,
sont respectivement	$\frac{\delta}{n}$, $\frac{2\delta}{n}$, $\frac{3\delta}{n}$, etc.

Pour constater l'influence de la section, il faut commencer par déterminer la grandeur de cette dernière, ce qui n'offre pas de difficulté.

On peut d'abord opérer avec le sphéromètre. On coupe deux ou trois bouts de fil, on les pose sur la plaque de verre dépolie qui sert de pied au sphéromètre, et l'on place dessus une petite glace à faces parallèles CD, puis on abaisse la pointe de la vis jusqu'à toucher cette glace. Ceci fait, on enlève les fragments de fil C et D; et la glace EF reposant alors directement sur AB, on abaisse la vis jusqu'à établir de nouveau le contact. La quantité dont elle a marché est la mesure du diamètre cherché.

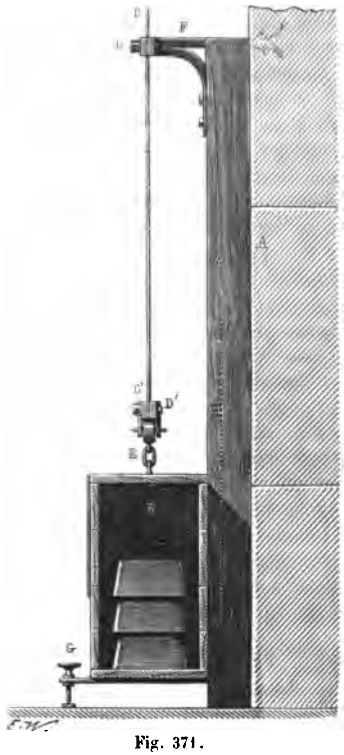


Fig. 371.

Le second procédé permet de déterminer l'étendue de la section droite du fil, quelle que compliquée que puisse en être la forme.

On pèse une longueur connue l du fil. Soit P le poids trouvé et p le poids spécifique de la substance dont le fil est formé; $\frac{P}{p}$ sera le volume du morceau sur lequel on opère et $\frac{P}{lp}$ sa section droite, puisque le volume d'un prisme est égal au produit de sa base par sa hauteur.

Expériences de M. Wertheim. — MM. Savart, et Masson, ont successivement opéré comme nous venons de l'indiquer, dans leurs travaux sur l'extension des fils et des verges métalliques. M. Wertheim a adopté le même procédé dans une série considérable de recherches relatives au même sujet. La figure 371 fait connaître la manière dont il fixait et dont il chargeait les verges sur lesquelles portaient les observations.

La verge CC' est, à sa partie supérieure C, serrée sur toute sa

surface dans une sorte d'étau D, qui termine une potence en fer F.

En C′, la verge supporte un autre étau auquel est attachée une caisse B, dans laquelle on peut mettre les poids tendants.

Cette caisse est ordinairement soutenue par une tablette que l'on soulève ou abaisse sans aucune secousse à l'aide de la vis G, en sorte qu'on peut, avec la plus grande facilité, soumettre la verge à l'action des poids tendants ou la décharger complétement. Enfin, pour éviter les ballottements, on a fixé à la partie postérieure de la caisse une tringle qui se meut sans frottement dans une coulisse I pratiquée dans la poutre E, qui sert de support général à l'appareil.

Coefficient d'élasticité. — L'ensemble des lois de l'extension des fils et verges homogènes se trouve représenté par la formule

$$(1)\ \lambda = \frac{PL}{SC}$$

λ est l'allongement élastique produit par un poids P, L la longueur de la verge, S sa section et C une constante qui varie avec la nature chimique et l'état physique de la verge.

Elle représente le poids qu'il faudrait faire agir sur une verge de section 1 pour l'allonger d'une quantité égale à elle-même, dans l'hypothèse où les lois de l'extension subsisteraient jusqu'à cette limite. En effet, si dans l'équation

$$\lambda = \frac{PL}{CS}$$

on fait

$$\lambda = L \text{ et } S = 1$$

il vient

$$1 = \frac{P}{C}.$$

On donne ordinairement à la constante C le nom de coefficient d'élasticité, et d'après ce que nous venons de dire, il suffit d'en connaître la valeur pour pouvoir appliquer numériquement la formule (1) à la solution des questions qu'elle permet de résoudre.

Causes qui modifient le coefficient d'élasticité d'un corps. — Les valeurs numériques des coefficients d'élasticité ne sont pas les mêmes à toute température : pour estimer l'influence des variations de cet élément, M. Wertheim entourait la verge d'un

manchon de cuivre dans lequel on pouvait maintenir du sable à une température élevée et constante. Ce manchon était ouvert longitudinalement d'une fente parallèle à son axe, qui permettait de voir la verge. Enfin il se trouvait entouré par une seconde enveloppe également métallique et dans laquelle on faisait le feu destiné à chauffer le bain de sable. La figure 372 représente une coupe de l'appareil. — E, espace destiné à loger la barre; CD, première enveloppe pleine de sable; AB, section de la deuxième enveloppe et sa grille. Une disposition analogue permettait de soumettre la barre à l'action d'un mélange réfrigérant.



Fig. 372.

M. Wertheim a aussi reconnu que le passage d'un courant électrique dans un fil de métal en diminue le coefficient d'élasticité.

L'expérience n'exige pas de dispositions particulières. Seulement, comme le courant élève la température du fil et produit par suite un certain allongement, il faut avoir soin de ne mesurer l'effet de la surcharge que quand l'équilibre de température est établi, et de plus il faut tenir compte de la petite variation que l'échauffement apporte pour sa part au coefficient cherché. Quant à l'élévation de température, on peut la déduire de l'allongement même qu'elle produit indépendamment de toute surcharge.

Trempe, recuit, écrouissage. — Enfin il paraît établi qu'en général les actions physiques ou mécaniques qui sont susceptibles d'accroître le poids spécifique d'une substance en augmentent le coefficient d'élasticité et réciproquement.

Toutes ces assertions se trouvent vérifiées par le tableau suivant, que nous empruntons aux mémoires de M. Wertheim.

Les coefficients d'élasticité y sont exprimés en kilogrammes. La section des barres est supposée égale à un millimètre carré.

TABLEAU

Des coefficients d'élasticité des métaux.

NOMS DES MÉTAUX.	COEFFICIENTS D'ÉLASTICITÉ déduits d'allongements observés à		
	15°	100°	200°
Plomb étiré	1803		
— recuit	1727	1630	
Or étiré	8131		
— recuit	5584	5408	5482
Argent étiré	7358		
— recuit	7140	7274	6374
Zinc étiré	8734		
Palladium étiré	11044		
— recuit	9789		
Cuivre étiré	12449		
— recuit	10519	9827	7862
Platine en fil étiré	17153		
— — recuit	15518	14178	12964
Fer étiré	20869		
— recuit	20794	21877	17700
Fil de fer ordinaire	18613	19995	
Acier fondu étiré	19549		
— — recuit	19561	19014	17926
Fil d'acier anglais étitré	18809		
— — recuit	17278	21292	19278

§ 2. — TÉNACITÉ. — RUPTURE.

Lorsque les poids tendants sont trop considérables, les barres ou fils auxquels ils sont attachés cèdent et se rompent brusquement. La plus petite charge qui produit cet effet, mesure ce que l'on appelle la limite de résistance à la rupture brusque, et l'on conçoit qu'il y ait un grand intérêt à la connaître.

Mais il n'est pas moins important de savoir que des charges beaucoup inférieures aux limites extrêmes dont nous venons de parler, peuvent avec le temps déterminer aussi la rupture, après

avoir suffisamment étiré le fil ou la barre soumise à leur action lente et continue.

La charge qui produit la rupture brusque d'un fil ou d'une verge est indépendante de sa longueur et proportionnelle à sa section. En d'autres termes, le quotient qu'on obtient en la divisant par l'expression numérique de la section, est constant.

Le tableau suivant indique quels sont, au moment de la rupture, les nombres de kilogrammes que supportent, par millimètre carré, les différents corps sur lesquels M. Wertheim a opéré.

TABLEAU

Des résistances à la rupture [1].

NOMS des métaux.	RUPTURE lente.	RUPTURE subite.	A 100 degrés.	A 200 degrés.
Plomb coulé	1 25	2 21		
— étiré	2 07	2 36		
— recuit	1 80	2 04	0 54	
Étain coulé	3 40	4 16		
— étiré	2 45	2 97		
— recuit	1 70	3 60	0 85	
Or étiré	27 00	27 5		
— recuit	10 08	11	12 60	12 06
Argent étiré	29 00	29 6		
— recuit	16 02	16 4	14	14
Zinc étiré	12 80	15 77		
— recuit		14 40	12 20	7 27
Cuivre étiré	40 30	41 00		
— recuit	30 54	31 6	22 10	
Platine étiré	34 1	35		
— recuit	23 5	26 5	22 60	19 70
Fer étiré	61	63 5		
— recuit	47	50 2	51	47
Fil d'acier étiré	70	92		
— recuit	40	54	59	51

1. Wertheim. Ann. sc. 3. T. 12.

§ 3. — DES VARIATIONS DE VOLUME QUI ACCOMPAGNENT L'EXTENSION.

Lorsqu'on allonge un fil ou une barre à l'aide d'une traction parallèle à sa longueur, on en fait diminuer la section droite. Mais comme la fraction dont cette dernière se contracte est inférieure à celle qui représente l'accroissement de longueur, il en résulte une augmentation dans le volume total du prisme ou du cylindre sur lequel on opère.

Expériences de M. Cagniard-Latour. — Pour mettre en évidence cette variation de volume et voir si elle s'accordait avec les résultats auxquels M. Poisson avait été conduit dans l'étude mathématique du phénomène, M. Cagniard-Latour fit l'expérience suivante : il ferma à sa partie inférieure un tube de verre cylindrique de deux mètres de long, de manière à en faire une sorte d'éprouvette AB (fig. 373), puis il dressa parfaitement un fil de métal d'une longueur un peu plus considérable, et il le plaça dans l'axe du tube de manière qu'il s'appuyât bien exactement par sa section droite sur la base inférieure BD. Enfin, après avoir rempli d'eau tout l'espace annulaire XX', il souleva le fil de 6 millimètres et mesura l'abaissement du liquide.

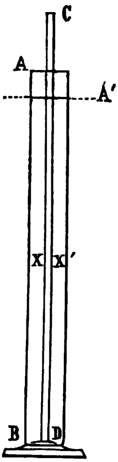


Fig. 373.

Cette première expérience faite, le fil fut attaché solidement au point D, et du liquide ayant été comme précédemment versé tout à l'entour, on tira le fil de manière à allonger de 6 millimètres la portion renfermée dans le tube. Le niveau s'abaissa encore, mais d'une quantité qui parut être seulement égale à la moitié de la variation observée dans la première expérience. Pour voir les conséquences de ces mesures, on peut raisonner de la manière suivante :

Soient S la section du tube et l sa longueur,
a la section primitive du fil,
a' sa section pendant la traction,
λ la variation de niveau pendant la traction.

Comme la quantité d'eau contenue dans le tube est invariable, on a nécessairement

$$(S - a)\,l = (l - \lambda)\,(S - a')$$

d'où on tire

$$a'(l-\lambda)=al-\lambda S.$$

Si, dans cette équation, on pose $a'=a(1-b)$, on en déduira

$$b=\frac{S-a}{a}\ \frac{\lambda}{l-\lambda}$$

ce qui permettrait de calculer b en admettant connues toutes les quantités qui figurent dans le second membre.

Le rapport $\frac{S-a}{a}$ se trouve d'ailleurs donné par l'expérience même de M. Cagniard. En effet, soit z la quantité dont il soulevait le fil avant de l'attacher au bas du tube et z_1 l'abaissement de niveau correspendant, on avait

$$za=z_1\,(S-a)$$

d'où

$$\frac{S-a}{a}=\frac{z}{z_1}.$$

Par suite on a, pour déterminer b,

$$b=\frac{z}{z_1}\ \frac{\lambda}{l-\lambda}$$

ou simplement

$$b=\frac{z}{z_1}\ \frac{\lambda}{l}=\frac{z}{l}\ \frac{\lambda}{z_1}$$

parce que la fraction $\frac{\lambda}{l}$ est à peine égale à $\frac{1}{500}$.

Dans les expériences dont il s'agit, $\frac{z}{l}$ est le coefficient de l'allongement. Si donc l'expérience avait donné $\frac{\lambda}{z_1}=\frac{1}{2}$, et c'est précisément ce qu'admettait M. Cagniard-Latour, il faudrait en conclure que le coefficient b est la moitié de la fraction qui représente l'allongement de la barre pour chaque unité de longueur.

On pourrait encore énoncer le résultat précédent en disant que le coefficient de contraction de chacune des dimensions de la section droite serait le quart de celui de l'allongement suivant l'axe. Soit en effet γ ce coefficient, on a

$$\frac{a}{a'} = \frac{1}{(1-\gamma)^2} = \frac{1}{1-b} \qquad \text{d'où} \qquad -2\gamma + \gamma^2 = -b$$

ou simplement

$$\gamma = \frac{1}{2} b$$

si donc

$$b = \frac{1}{2} \frac{z}{l}. \qquad \text{on a } \gamma = \frac{1}{4} \frac{z}{l}.$$

Dans ce cas, la dilatation cubique d serait la moitié de la dilatation linéaire. Pour s'en assurer, il suffit de remarquer que, d'après nos notations, $al(1+d)$ et $a'(z+l)$ expriment également le volume du fil dilaté par la traction. On doit donc avoir

$$al(1+d) = a'(z+l) = a(1-b)(z+l)$$

$$= al\left(1 - \frac{z}{2l}\right)\left(1 + \frac{z}{l}\right) = al\left(1 + \frac{z}{l} - \frac{z}{2l} - \frac{z^2}{2l^2}\right) = al\left(1 + \frac{z}{2l}\right)$$

en négligeant le terme en $\frac{z^2}{l^2}$. Or l'équation

$$al(1+d) = al\left(1 + \frac{z}{2l}\right)$$

donne immédiatement

$$d = \frac{z}{2l},$$

ce qu'il fallait démontrer.

Recherches de M. Wertheim. — A la suite de nouvelles recherches sur la question que nous traitons ici, M. Wertheim a rejeté en partie les résultats précédents. Il admet toujours, il est vrai, l'existence d'une dilatation cubique produite par la traction longitudinale de la verge ou du fil, mais d'après lui le coefficient de cette dilatation est seulement le tiers de la fraction qui représente l'allongement de l'unité de longueur.

M. Wertheim est arrivé à cette conclusion en mesurant directement la contraction que subissaient les arêtes latérales de prismes de caoutchouc lorsque, par des tractions convenablement appliquées, il faisait subir à ces prismes, dans le sens de leur axe, un allongement connu.

En ces circonstances, le coefficient de contraction de l'arête latérale a été trouvé égal au tiers du coefficient d'allongement suivant l'axe, et de là résulte que la dilatation du volume se trouve mesurée par le tiers du coefficient de l'allongement de l'axe.

Lorsqu'on tire un tube cylindrique à l'aide d'une force agissant dans le sens des génératrices, il éprouve aussi une dilatation dont M. Wertheim a déterminé la valeur en suivant un procédé indiqué par M. Regnault.

Les tubes sont fermés par le bas et se terminent à leur partie supérieure par une tige de verre capillaire divisée comme celle d'un thermomètre. On les remplit avec soin de liquide, et l'on s'arrange de façon que le niveau s'arrête dans le tube capillaire supérieur; grâce à cet artifice, les moindres variations que le volume intérieur de l'appareil éprouve sous l'influence des tractions auxquelles on le soumet, peuvent être mesurées avec beaucoup de facilité et d'exactitude. Quant aux tractions, elles s'opèrent toujours à l'aide de poids, et la dilatation longitudinale des génératrices se mesure au cathétomètre.

§ 4. — FLEXION.

On utilise souvent la réaction élastique qui se développe dans les lames et les plaques métalliques, lorsque par une flexion plus ou moins forte, on les écarte de leur état d'équilibre.

Ainsi c'est par flexion que se trouve mise en jeu l'élasticité des ressorts de montres, celle des ressorts de voitures, etc.

Nous ne décrirons pas ces appareils; mais nous croyons qu'il n'est pas inutile de faire connaître une machine avec laquelle S'Gravesande étudiait l'inflexion que l'on fait subir à un fil ou à une lame métallique, lorsqu'après en avoir fixé les extrémités on applique en leur milieu une force normale à leur direction primitive.

La lame dont il étudiait la flexion était fixée horizontalement entre deux points arrêtés A et B (fig. 374); sur sa partie moyenne, on faisait agir le poids D par l'intermédiaire de l'attache C, qui se

trouvait équilibrée par le contre-poids E. Le fil qui joignait l'attache au contre-poids s'enroulait sur une poulie F dont l'axe passait par le centre d'un arc de cercle gradué K. Enfin une

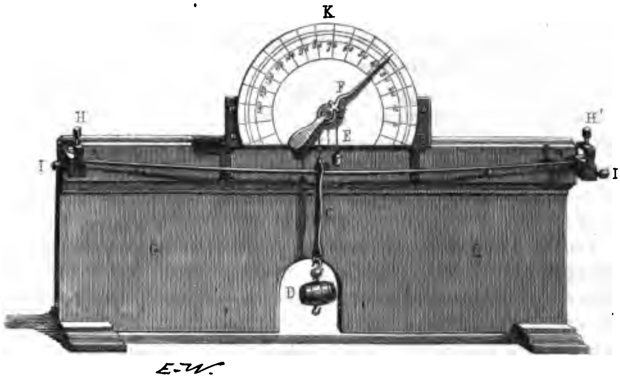


Fig. 374.

longue aiguille, parcourant la circonférence de ce cercle, rendait visibles les plus petits déplacements de la poulie et permettait de mesurer la flèche de l'arc de courbe suivant lequel la lame s'était infléchie.

Baromètre anéroïde de M. Vedi. — Le baromètre anéroïde est essentiellement formé d'une petite boîte de laiton très-plate et à parois fort minces. On fait le vide dans cette boîte, et puis on ferme exactement par une bonne soudure, l'orifice à travers lequel on a extrait l'air. Sous l'influence des variations de la pression atmosphérique, les bases de la boîte se rapprochent ou s'écartent, et le mouvement que prend le centre de l'une d'elles est rendu visible sur un cadran à l'aide d'un artifice semblable à celui de S'Gravesande, ou, si l'on aime mieux encore, semblable à celui qui servait aux académiciens de Florence pour manifester la dilatation des corps solides.

Pour graduer l'appareil, on le place sous un récipient dans lequel on fait varier la pression entre les limites extrêmes des variations barométriques, et l'on dresse la table de correspondance.

Il va sans dire que dans la pratique on transforme cette table en

une graduation équivalente, faite sur le cadran que parcourt l'aiguille.

Influence de la trempe sur l'élasticité de flexion. — On peut, par l'étude de la flexion, mettre en évidence l'influence que la trempe et le recuit exercent sur l'élasticité des corps et sur leur résistance aux déformations permanentes.

Pour y arriver d'une manière commode, Coulomb prit trois barres d'acier toutes pareilles.

La première fut trempée très-raide.

La seconde complétement recuite.

La troisième reçut le degré de trempe que l'on donne ordinairement aux bons ressorts.

Puis les trois lames fixées horizontalement par une de leurs extrémités furent chargées à l'autre de poids croissants.

« Tant que la charge ne dépassait point 7 livres, les trois barres s'infléchissaient absolument de la même quantité sous le même poids, et quand on les déchargeait elles revenaient à leur position première.

« Sous cette charge de 7 livres, la première se rompit, la seconde s'infléchit d'une manière permanente; quant à la troisième, elle put supporter jusqu'à 18 livres sans cesser de revenir à sa première position lorsqu'on la déchargeait. »

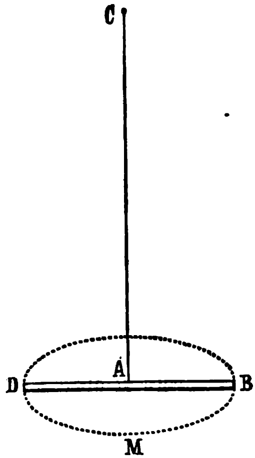


Fig. 375

§ 5. — TORSION.

Les lois de la torsion des fils ou verges métalliques sont les suivantes :

Que l'on suppose un cylindre ou un fil métallique CA fixé par une de ses extrémités C et portant à l'autre un levier DAB perpendiculaire à sa direction; si, comme nous l'avons déjà dit à différentes reprises, on applique en B une force P normale au plan CAB, le levier tournera jusqu'à ce que la réaction élastique de torsion fasse équilibre à l'action de la force, et quand l'équilibre sera établi, l'angle d'écart ω sera proportionnel au moment de la force de torsion, et à la longueur du cylindre; de plus il sera réciproque au carré de la section de ce cylindre et à son coefficient d'élasticité.

Expérience de Savart. — Coulomb a démontré l'exactitude de ces lois en opérant sur des fils de diamètres très-variables, mais toujours assez faibles. Savart les a étendues au cas des verges rigides. Nous indiquerons d'abord le procédé employé par ce dernier physicien.

Les barres sur lesquelles il opérait étaient placées dans une position horizontale. Elles avaient l'une de leurs extrémités fixée dans un étau , l'autre soutenue par une pointe ; en un mot, leur disposition était celle d'une pièce de bois ou de métal placée sur un tour. A l'extrémité libre de la barre on avait fixé un levier normal à son axe ; on la tordait à l'aide de ce levier et l'on équilibrait finalement la torsion à l'aide de poids. Enfin on s'arrangeait d'ordinaire pour qu'au moment de l'équilibre le levier fût dans une position horizontale.

Expérience de Coulomb. — Le procédé de M. Savart n'est applicable qu'aux verges rigides. Coulomb, qui a surtout étudié la torsion des fils d'une grande minceur, avait suivi une marche toute différente.

Si, à l'extrémité d'un fil métallique vertical on suspend horizontalement une aiguille rigide ainsi que cela se pratique dans la balance de torsion, et si l'on écarte cette aiguille de sa position d'équilibre, on constate qu'elle y revient par une série d'oscillations isochrones, et cela quel que soit l'angle d'écart primitif.

Dans ce mouvement oscillatoire, les différents éléments de l'aiguille se comportent donc comme s'ils étaient soumis à des forces proportionnelles à leurs masses, proportionnelles à leurs distances au centre de mouvement, proportionnelles enfin à l'angle d'écart, ou, si l'on aime mieux, au quotient que l'on obtient en divisant par leur distance au centre la longueur absolue de l'arc qu'ils ont à parcourir pour atteindre leur position d'équilibre.

La somme des moments de ces forces élémentaires est équivalente au moment de la force qui, à chaque instant, pourrait équilibrer la réaction élastique du fil tordu.

Donc déjà le moment de cette dernière force doit être proportionnel à l'angle d'écart. Soit M la valeur qu'il aurait si l'arc qui mesure l'écart dans le cercle de rayon 1 était lui-même égal à l'unité, et soit Q le moment d'inertie du levier.

D'après ce qui a été vu page 491, le temps de l'oscillation de ce levier sera donné par la relation

$$t = \pi \sqrt{\frac{Q}{M}}$$

au moins si l'on néglige le moment d'inertie du fil de torsion, ce qui est évidemment permis.

Par suite on aura

$$M = \frac{\pi^2 Q}{t^2}$$

et dès lors, en faisant osciller le même levier à l'extremité de fils différents par leur nature ou leur section, on pourra, en observant dans les différents cas, les temps des oscillations, en conclure les rapports des moments de torsion. Coulomb s'est assuré, en opérant de cette manière, que le moment de torsion est en raison inverse de la longueur du fil et proportionnel au carré de sa section.

Enfin la même équation permet de trouver la valeur absolue du moment M, puisque Q peut être complétement déterminé.

Par exemple Coulomb a reconnu que, « pour un fil de fer ayant $\frac{1}{15}$ de ligne de diamètre, et une longueur de 9 pouces, il fallait une force de $\frac{1}{175}$ de livre, agissant perpendiculairement à l'extrémité d'un levier de longueur égale à une ligne, pour maintenir l'extrémité de ce levier à une distance de la position première, mesurée par un arc ayant aussi une ligne de longueur. »

Toutes choses égales d'ailleurs, les moments de torsion sont proportionnels aux coefficients d'élasticité.

Enfin une torsion trop forte peut amener dans l'arrangement moléculaire du fil une perturbation permanente, de telle sorte que le levier ne revient plus à sa position primitive.

Mais quand cette torsion trop forte a ainsi déplacé le zéro de torsion, la limite d'élasticité se trouve reculée, c'est-à-dire que le fil peut subir, sans éprouver une nouvelle déformation permanente, une torsion plus forte que celle qui avait produit la première. Il est inutile d'ajouter qu'un effort exagéré finit par déterminer la rupture.

§ 5. — CHOC DES CORPS.

Lorsque deux corps animés de vitesses différentes viennent à se rencontrer, il se produit, au moment du contact apparent, des compressions passagères, des déformations qui développent en général des réactions élastiques.

Il est donc naturel de traiter, sommairement au moins, la question du choc des corps, à la fin d'un chapitre spécialement destiné à l'étude de l'élasticité des solides.

Considérons d'abord le cas très-simple où deux corps sphériques viennent à se rencontrer en se mouvant dans le même sens, suivant la ligne qui passe par leurs centres.

Soient M et M' leurs masses, V et V' les vitesses dont ils sont animés.

Quand leur plus courte distance devient suffisamment petite, ils commencent à agir l'un sur l'autre et se repoussent.

Si à partir de ce moment on considère ce qui arrive dans des temps infiniment petits, égaux et successifs, on voit que dans chacun de ces instants, chacun des deux corps devra perdre une même quantité de mouvement, car, dans un même temps infiniment petit, deux forces égales donnent ou enlèvent des quantités de mouvement égales aux mobiles sur lesquels elles agissent, et ici les forces qui sollicitent les deux mobiles ne peuvent être différentes, puisqu'elles ne sont en réalité que l'action du premier sur le second, et la réaction de celui-ci sur l'autre. Soient donc u_1, u'_1, u''_1 les accroissements infiniment petits que reçoit successivement la vitesse V' du corps choqué, u, u', u'' les diminutions correspondantes de la vitesse de l'autre, on aura, à une époque quelconque du choc,

$$M(u + u' + u'') = M'(u_1 + u'_1 + u''_1).$$

En particulier, au moment où la vitesse des deux corps sera devenue commune et égale à W, on aura

$$M(V - W) = M'(W - V')$$

d'où

$$MV + M'V' = (M + M')W$$

ce qui détermine W. La perte de vitesse du corps choquant est alors

$$V - W = V - \frac{MV + M'V'}{M + M'} = \frac{M'(V - V')}{M + M'}$$

et l'accroissement de vitesse de l'autre est

$$W - V' = \frac{MV + M'V'}{M + M'} - V' = \frac{M(V - V')}{M + M'}$$

Si l'on suppose qu'à partir de ce moment, les mobiles cessent d'agir l'un sur l'autre, ils se meuvent ensemble avec la vitesse commune W, en conservant la déformation qu'ils ont acquise pendant

le choc. Cette hypothèse répond à ce que l'on appelle ordinairement le cas des corps mous ou dénués d'élasticité.

Si l'on suppose au contraire qu'à partir du moment où la vitesse est devenue égale, chacun des deux mobiles, continuant à réagir sur l'autre, repasse par tous les états dans lesquels il s'était successivement trouvé pendant la première période; si l'on suppose en outre qu'il reste en chacun de ces états durant un temps égal à celui pendant lequel il s'y était d'abord trouvé; il faudra bien que dans cette seconde période, chacun des deux mobiles éprouve une perte ou un gain de vitesse égal à celui qu'il avait subi primitivement.

Le premier mobile perdra donc encore

$$\frac{M'(V - V')}{M + M'}$$

et le second gagnera

$$\frac{M(V - V')}{M + M'}$$

Par conséquent enfin, au moment où le choc sera complétement achevé, les vitesses V_1 et V_1' des deux mobiles seront respectivement

$$V_1 = \frac{2M'V' + V(M - M')}{M + M'} \quad \text{et} \quad V'_1 = \frac{2MV + V'(M' - M)}{M + M'}$$

La discussion des valeurs de A et B conduit à quelques conséquences intéressantes et que l'expérience vérifie très-bien.

Si $M = M'$, on a

$$V_1 = V' \quad \text{et} \quad V'_1 = V$$

Les boules ont échangé leurs vitesses.

Si M' est très-grand, on a sensiblement

$$V_1 = \frac{2V' - V}{1} \quad \text{et} \quad V'_1 = V'$$

et si alors V' est rigoureusement nul, il vient

$$V_1 = -V \quad V'_1 = 0.$$

Ce cas est celui qui se présente lorsqu'une bille élastique choque normalement un plan élastique absolument fixe. La bille revient alors sur elle-même avec une vitesse égale à celle qu'elle avait avant le choc, mais dirigée en sens contraire.

Choc oblique. — Si les deux billes, au lieu de suivre la ligne qui joint leurs centres, se mouvaient dans des directions inclinées sur cette ligne d'angles quelconques, il arriverait qu'au moment du choc, les vitesses tangentielles n'éprouveraient aucune altération, tandis que les composantes normales seraient modifiées suivant les lois que nous venons de faire connaître.

De là deux conséquences très-simples et facilement vérifiables.

1° Si la bille choquée est primitivement en repos et de plus égale à l'autre, elle prend, au moment du choc, toute la vitesse normale de celle-ci et part dans la direction de la ligne des centres, tandis que la bille choquante ne garde que sa vitesse tangentielle.

2° Si la bille choquée devient un plan immobile, la bille choquante conservant toujours sa vitesse tangentielle, prend, au moment du choc, une vitesse normale égale au signe près à celle dont elle était primitivement animée suivant cette direction, et il en résulte qu'elle rebondit en faisant avec la normale au point de contact, un angle de réflexion égal à celui de l'incidence.

CHAPITRE II

COMPRESSIBILITÉ DES LIQUIDES.

La compressibilité des liquides est en général plus grande que celle des solides, et pourtant les tentatives faites par les académiciens de Florence pour la mettre en évidence sont restées sans résultat. « Aurions-nous pu, dans de meilleures conditions, parvenir jusqu'à comprimer l'eau, c'est ce que nous ne saurions affirmer, » écrivaient-ils en 1667 en achevant de décrire les expériences qu'ils avaient exécutées sur ce sujet. Il est inutile d'exposer en détail leurs essais infructueux ; mais on doit faire remarquer que dans un des procédés dont ils faisaient usage, le liquide était renfermé dans un vase de forme thermométrique, de sorte qu'une très-petite variation de volume se devait traduire par un déplacement fort apparent du niveau dans le tube capillaire.

Expériences de Canton. — Les premières expériences qui démontrèrent réellement la compressibilité des liquides sont celles de Canton ; elles datent de 1761.

Pour rendre facilement observables les effets qu'il voulait mesurer, le physicien anglais renfermait aussi dans de gros thermomètres le liquide qu'il cherchait à comprimer ; de plus, il faisait

en sorte de rendre ses résultats indépendants, à très-peu près au moins, de l'influence que pouvait avoir, sur le volume du vase, la pression transmise par le liquide intérieur : les académiciens de Florence n'avaient pas pris cette précaution tout à fait importante.

Voici, en quelques mots, la description du procédé adopté par Canton.

Après avoir complétement purgé d'air l'espèce de thermomètre dont il se servait, et l'avoir scellé en y laissant une quantité de liquide telle que le niveau s'arrêtât au milieu de la tige, Canton le fixait dans la tubulure d'une cloche AB (fig. 376), sous laquelle il faisait ensuite le vide aussi exactement que possible.

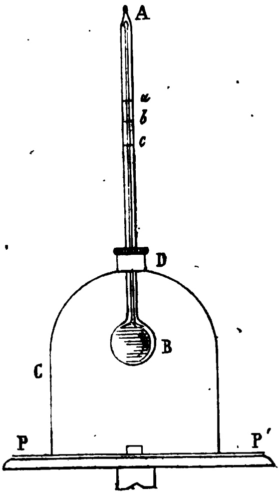


Fig. 376.

Il déterminait alors la position *a* que l'extrémité de la colonne liquide occupait dans le tube à la température de l'expérience, et quand il n'existait plus d'incertitude sur cette position, il brisait la pointe. Aussitôt le niveau s'abaissait jusqu'en *c*, et cela pour deux causes : d'abord parce que le liquide s'était comprimé sous l'effort de la pression atmosphérique, et secondement parce que le vase lui-même avait éprouvé une légère dilatation. Pour faire disparaître ce deuxième effet, Canton rendait l'air sous la cloche. La pression extérieure se trouvant ainsi rétablie, le vase éprouvait une contraction correspondante, et le liquide se relevait jusqu'en *b*, mais il n'atteignait jamais la position qu'il avait originairement avant la rupture de la pointe, et la mesure exacte de l'intervalle *ba* conduisait à la connaissance de la compressibilité cherchée.

Il est vrai que par une discussion approfondie on peut établir la manière dont Canton opérait pour annuler les variations de volume du vase ; elle n'est pas tout à fait rigoureuse, mais ce procédé de correction est au moins très-approché.

En suivant cette méthode, Canton avait trouvé que sous une pression atmosphérique l'eau se comprime de 46 millionièmes de son volume primitif.

Expérience de Perkins. — Soixante ans plus tard, M. Perkins étudia de nouveau la compressibilité des liquides, et disposa des appareils qui lui permettaient d'opérer à des pressions très-considérables.

Le récipient ou piézomètre était un cylindre de métal V (fig. 377) et le bouchon *a* qui le fermait était muni d'une boîte à cuir dans laquelle passait à frottement dur une tige cylindrique de cuivre T. Lorsqu'on avait exactement rempli le cylindre du liquide à comprimer, on le faisait descendre au fond d'un canon dont on avait bouché la lumière, et dans lequel on foulait très-fortement de l'eau à l'aide d'une pompe. Par l'effet de la pression qui lui était transmise, la tige pénétrait dans le liquide et le comprimait d'une quantité proportionnelle au déplacement qu'elle avait éprouvé.

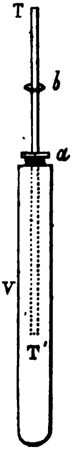


Fig. 377.

Restait à connaître ce dernier. Pour y arriver, M. Perkins avait d'abord passé autour de la tige une petite bague de cuir *b* fortement serrée, et l'avait fait descendre jusqu'au bouchon, en prenant soin de marquer sur la tige le point où elle s'arrêtait alors. Pendant la compression, la tige glissait dans la bague; mais dès que le recul commençait, elle l'emportait avec elle, et l'observation de la position finale de cet index conduisait au résultat qu'on s'était proposé d'obtenir.

Expérience d'Œrstedt. — Les recherches de M. Œrsted ont été publiées en 1823. Dans son important travail, le physicien de Copenhague donnait, comme les académiciens de Florence, la forme thermométrique à la fiole qui renfermait le liquide à comprimer. Comme Canton, il faisait agir la pression à la fois à l'intérieur et à l'extérieur de ce vase; enfin le procédé qu'il employait pour développer et transmettre les pressions était tout semblable à celui que M. Perkins avait adopté. La figure 378 représente l'appareil de M. Œrsted. Le piézomètre se compose d'un réservoir cylindrique *a* d'environ $0^m,12$ de long sur $0^m,04$ de diamètre, et d'un tube capillaire *bc*, terminé en entonnoir à la partie supérieure.

Cette fiole est fixée sur une planchette de cuivre qui porte également un manomètre à air consistant simplement en un tube de verre *d* ouvert en bas et fermé à sa partie supérieure.

Quand on voulait expérimenter, après avoir bien exactement rempli le piézomètre, on mettait une gouttelette de mercure dans l'entonnoir *c*, puis on descendait la planchette et les deux pièces

qu'elle supportait dans une forte éprouvette de cristal C que l'on emplissait d'eau.

L'éprouvette était enchâssée à sa partie inférieure dans un pied massif en cuivre ; à sa partie supérieure elle se terminait par une virole A, portant un petit corps de pompe dont le piston était mû par une vis de pression V. A l'aide de l'entonnoir E on achevait de remplir l'appareil, et quand l'eau commençait à couler par le trou o, on fermait le robinet B et l'on descendait le piston.

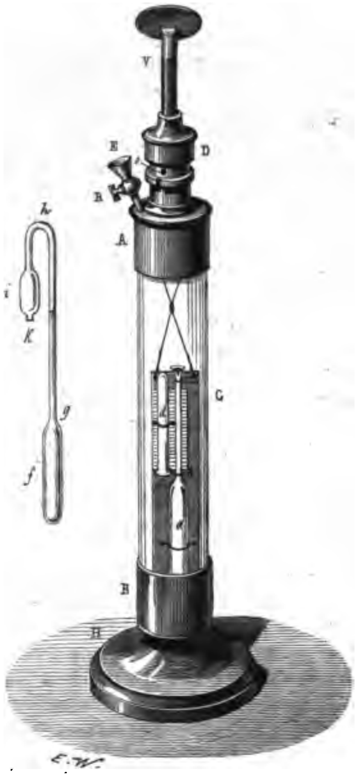


Fig. 378.

La bulle de mercure pénétrait alors dans la tige du piézomètre et indiquait la compression apparente de l'eau ; en même temps l'air se comprimait dans le manomètre *d* et l'on pouvait en mesurant la diminution de son volume, estimer la pression exercée.

M. Œrstedt admettait que le piézomètre n'éprouvait, dans ses expériences, aucun changement de volume appréciable. Il cite même, à l'appui de cette opinion, quelques expériences faites avec des piézomètres métalliques, lesquelles lui avaient donné des résultats à peu près identiques à ceux qu'il avait obtenus en employant des fioles de verre.

Cette opinion n'est pourtant pas exacte, ainsi que nous l'avons déjà fait remarquer. Le piézomètre se comprime, et il en résulte que la compression apparente est un peu plus faible que la compression réelle. MM. Sturm et Colladon ont cherché à tenir compte de cet effet dans le travail qui, en 1837, leur a mérité un prix de l'Académie des Sciences.

Pour y arriver ils admettaient que le coefficient de la compressibilité cubique du piézomètre est le triple du coefficient de l'allongement linéaire que subirait une tige de verre cylindrique si on la tirait dans le sens de sa longueur, en appliquant à chaque millimètre carré de sa section une force égale à celle qui presse chaque millimètre carré de la surface extérieure du piézomètre.

Cette manière de faire la correction n'est plus adoptée maintenant. M. Poisson, en cherchant analytiquement quel devait être le changement de volume intérieur du piézomètre, fut d'abord conduit à lui assigner une valeur moitié seulement de celle que MM. Sturm et Colladon avaient adoptée. Depuis, M. Lamé et M. Wertheim sont revenus sur ce point délicat, et d'après ce dernier savant, le coefficient de la compressibilité du volume intérieur de l'enveloppe est seulement égal au coefficient de la compressibilité linéaire de la matière qui forme cette enveloppe.

On peut établir comme il suit l'équation qui permet de calculer les expériences faites sur la compressibilité des liquides par la méthode que nous venons d'exposer.

Soit, sous la pression atmosphérique, V le volume du piézomètre jusqu'au point où la bulle de mercure touche le liquide intérieur;

Soient en outre :

u le volume de chaque division de la tige *bc*,

n le nombre de divisions dont marche l'index sous la pression P,

a la fraction qui représente en ces circonstances la compression de l'unité de volume d'eau,

b la fraction qui représente la compression de la fiole par chaque unité de volume intérieur.

Quand l'effet de la pression est produit, le liquide comprimé occupe un volume apparent $V - nu$ et par suite un volume réel $(V - nu)(1 - b)$; on a donc l'équation

$$V(1-a) = (V - nu)(1 - b) \quad \text{ou} \quad Va = Vb + nu(1 - b)$$

V et *a* s'obtiennent par des jaugeages; *n* s'observe, et si l'on déduit *b* des expériences sur l'allongement du verre, l'équation ne renferme d'autre inconnue que *a*.

Quand on opère avec le piézomètre d'Œrsted, il arrive quelquefois qu'une petite portion du liquide intérieur s'échappe en glissant entre la bulle de mercure et la paroi de la tige *bc*.

Pour éviter cet inconvénient grave, M. Despretz conseille de recourber la tige en *h* (fig. 378) et de la terminer par un petit

réservoir à air *i* ouvert à sa partie inférieure K. Quand on emploie cette modification, il est bon de mettre un peu de papier Joseph à la partie supérieure de l'ampoule *i* afin d'arrêter les petites gouttelettes d'humidité qui pourraient, en s'élevant dans le tube *h*, finir par se joindre au liquide intérieur.

Appareil de M. Regnault. — Lorsque, pour estimer les changements de volume du piézomètre, on fait usage des coefficients d'extensibilité linéaire, on peut craindre que la matière des verges sur lesquelles on les a déterminés ne soit pas, au point de vue de l'élasticité, identique à celle dont le piézomètre lui-même est formé ; mais on fait disparaître cette cause d'erreur en employant une méthode imaginée par M. Regnault et à l'aide de laquelle on détermine en même temps et la compressibilité du liquide et celle de l'enveloppe même qui le renferme.

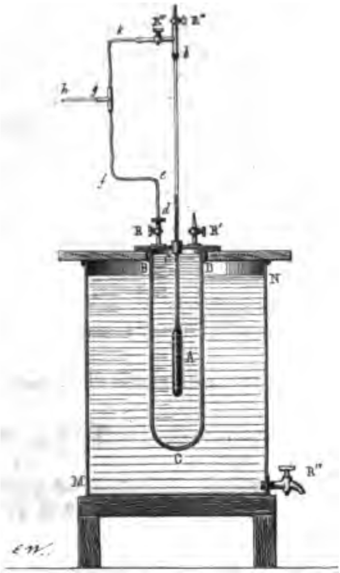


Fig. 379.

La figure 379 représente la disposition générale de l'appareil de M. Regnault.

Le réservoir du piézomètre A plonge au milieu d'un vase très-résistant, à trois tubulures BCD. La tige *cb* traverse la tubulure centrale, elle est mastiquée à sa partie supérieure dans un tube de cuivre à trois branches muni de deux robinets R″ et R‴.

Les deux tubulures latérales du réservoir BCD portent aussi des robinets R et R′. Ce dernier s'ouvre dans l'air, ainsi que le robinet supérieur R″.

Quant aux robinets R et R‴, ils sont reliés par un tube de plomb de *f*K, qui, par la branche latérale *gh*, peut les mettre en communication avec un réservoir à air comprimé.

Le vase BCD est plein d'eau. Il est maintenu à température constante par un bain liquide qui l'entoure.

A la seule inspection de cet appareil on voit que par un jeu

convenable des quatre robinets on peut, ou bien faire agir la pression à l'intérieur et à l'extérieur du piézomètre à la fois, c'est-à-dire se placer dans des circonstances identiques à celles de l'expérience d'Œrsted, ou bien comprimer le piézomètre seulement à l'extérieur et mesurer la variation de son volume en observant le déplacement ω du niveau dans la tige.

Cette dernière variation de volume est une fonction de la compressibilité cubique de la matière dont la fiole est formée; et les travaux de MM. Lamé et Wertheim ont fait connaître la relation par laquelle elle se trouve liée au coefficient b de compressibilité de l'enveloppe.

Soit $\omega = f(b)$ la relation dont il s'agit, elle détermine complétement b, et par suite l'équation déjà posée

$$V(1 - a) = (V - nu)(1 - b)$$

permet de calculer a quand n a été trouvé par l'observation.

Il est bon d'ajouter que la méthode de M. Regnault permet aussi de mesurer la variation apparente que subit le volume du liquide lorsqu'on fait agir la pression à l'intérieur de la fiole seulement. L'abaissement du niveau mesure alors la somme des effets dus à l'extension du vase et à la compression du liquide. Il se trouve lié aux coefficients de leurs deux compressibilités par une relation qui devient une équation de condition à laquelle doivent satisfaire les valeurs que les précédentes déterminations leur avaient assignées.

Expériences de M. Grassi. — M. Grassi a appliqué la méthode de M. Regnault à la détermination des coefficients de compressibilité d'un certain nombre de liquides. Il a opéré sous des pressions très-variables et à des températures très-différentes : les conclusions de son travail sont les suivantes :

1° La compressibilité de l'eau distillée privée d'air varie avec la température, et diminue quand la température augmente.

2° Pour les autres liquides étudiés, la compressibilité va au contraire en augmentant avec la température.

3° La compressibilité correspondante à une atmosphère est constante pour l'eau distillée, quelle que soit la pression, pourvu que la température ne varie pas.

4° Cette conclusion s'applique aux solutions salines et aux combinaisons de l'acide sulfurique avec l'eau.

5° La compressibilité correspondante à une atmosphère pour l'éther, l'alcool, l'esprit de bois et le chloroforme est d'autant plus grande qu'on la déduit d'une compression plus forte.

6° Pour diverses solutions d'un même sel, la compressibilité

est d'autant plus grande que la solution est plus éloignée de son point de saturation.

7º Enfin la compressibilité du verre varie très-peu pour des changements de température compris entre 0 et 50.

Il convient de faire remarquer que plusieurs physiciens avaient déjà reconnu la vérité des propositions 3 et 5, en d'autres termes, ils avaient constaté que pour l'eau la compression totale croît proportionnellement à la pression, tandis que pour l'alcool et l'éther l'accroissement se fait suivant une loi plus rapide.

TABLEAU

De la compressibilité de différents liquides d'après M. Grassi.

NATURE du liquide.	TEMPÉRATURE.	DENSITÉ.	COMPRESSIBILITÉ.	PRESSION en atmosphère dont la compressibilité est déduite.
Mercure	0° 0	13 596	0 00000295	»
Eau	0 0	0 99988	0 0000503	»
id	4 1	1	0 0000499	»
id...........	10 8	0 99964	0 0000480	»
id...........	25	0 997078	0 0000456	»
id...........	53	0 986728	0 0000441	»
Éther..........	0 0	0 7377	0 000111	3 408
id...........	0 0	0 7377	0 000131	7 820
id...........	14	7377	0 000140	1 580
id...........	13 8	»	0 000153	8 362
Alcool.........	7 3	0 810	0 0000828	2 302
	7 3	"	0 0000853	9 450
Esprit de bois...	13 5	0 82706	0 0000913	»
Chloroforme....	12 0	»	0 0000648	1 309
id..........	12 5	»	0 0000763	9 2

CHAPITRE III

ACTIONS MOLÉCULAIRES. — PHÉNOMÈNES CAPILLAIRES.

§ 1. — COHÉSION. — ACTIONS RÉCIPROQUES DES SOLIDES ET DES LIQUIDES.

Cohésion des solides. — La cohésion des corps est un effet des attractions qui s'exercent entre leurs molécules contiguës. Cette force est souvent considérable, ainsi que le démontrent les résultats cités plus haut (p. 365) touchant la résistance des métaux à la rupture brusque. Sil faut, en effet, une force de 60 kilog. pour rompre une barre de fer de 1 millimètre carré de section, et tirée dans le sens de sa longueur, on en peut conclure qu'au moment de la rupture 60 kilog. mesurent la résultante des actions attractives qui s'exercent entre deux tranches prismatiques de ce métal ayant un millimètre carré de base, et une hauteur égale à la distance à laquelle deviennent insensibles les actions dont il s'agit.

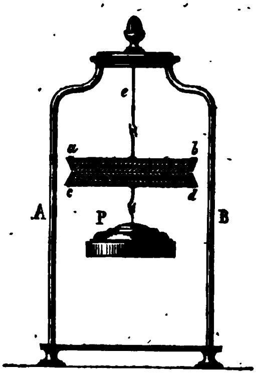


Fig. 380.

Cette distance, ou, comme on le dit souvent, le rayon de la sphère d'activité des molécules, est d'une extrême petitesse. Il suffit, pour s'en convaincre, de remarquer que constamment on place l'une contre l'autre deux surfaces solides de grandeur quelconque sans observer entre elles aucun effet d'attraction sensible.

Ainsi, dans les circonstances du contact apparent ordinaire, la distance moyenne qui sépare les surfaces en présence est déjà trop grande pour que des effets de cohésion deviennent appréciables.

On peut toutefois, en opérant avec des précautions particulières, faire naître une adhérence très-notable entre deux morceaux séparés d'une même substance. Que l'on prenne par exemple deux lames de glace épaisses, bien polies *ab* et *cd* (fig. 380), et qu'on les fasse glisser l'une contre l'autre par leurs larges surfaces en les appuyant avec un certain effort, il arrivera que par cette seule pres-

sion, les glaces s'attacheront l'une à l'autre, et la force qui les maintiendra unies sera capable de soutenir, contre l'action de la pesanteur, l'une d'elles et sa monture. On pourra même, sans les séparer, accroître très-notablement encore le poids de *cd*, en y suspendant un cylindre de cuivre de volume un peu considérable.

Les glaces une fois unies ne se séparent point quand on les suspend sous un récipient dont on extrait l'air; par suite, la pression que ce fluide exerce sur les bases *cd* et *ab* ne saurait être invoquée pour l'explication du phénomène.

On fait quelquefois l'expérience de la manière suivante : avec un instrument bien tranchant, on enlève à deux balles de fusil, deux segments de petites dimensions et à peu près égaux, et aussitôt on rapproche les balles par les surfaces de section, alors qu'elles sont encore fraîches et brillantes. Une légère pression détermine la suture, et l'attraction qui s'exerce entre les tranches au contact l'emporte sur le poids de l'une des balles, qui reste suspendue à l'autre quand on tient cette dernière à la main.

Si au contraire les balles eussent été simplement posées l'une contre l'autre, leur attraction réciproque n'aurait pu équilibrer qu'une fraction absolument insensible de leur poids. On se rappelle, en effet, de quelles précautions Cavendish a dû s'entourer pour manifester, entre corps placés à la surface de la terre, la portion de l'attraction universelle qui suit les lois posées par Newton. Enfin, pour achever de caractériser ces actions moléculaires desquelles dépendent et les effets d'adhérence que nous venons de faire connaître et tous les effets de réaction élastique que nous avons précédemment étudiés, nous ajouterons que l'intensité avec laquelle elles se développent entre des molécules de même masse, dépend de la nature chimique des corps dont ces molécules font partie.

Cohésion des liquides. — La cohésion, sensible encore dans les liquides visqueux, devient très-faible dans ceux qui sont bien fluides, tels que l'eau, l'alcool, mais elle n'est pas nulle. Lors, en effet, qu'une goutte d'eau reste suspendue à l'extrémité d'une baguette de verre, l'action du solide sur la goutte n'intervient que pour en fixer la partie supérieure; la cohésion du liquide fait le reste.

Actions réciproques des solides et des liquides. — On a depuis longtemps remarqué qu'un disque poli, placé à la surface d'un liquide, y adhère avec une certaine force. Taylor avait cru reconnaître que si, après avoir attaché un disque de bois mouillé audessous du plateau d'une balance et l'avoir mis en équilibre, on l'abaissait de manière à lui faire toucher par toute sa surface l'eau

d'un vase disposé au-dessous de lui, il fallait, après le contact, une force de « 50 grains par pouce carré (ou environ 0g,36 par centimètre carré) pour déterminer la séparation (fig. 381). Musschenbroeck, en répétant ces expériences, trouva aussi qu'il fallait une force de 50 grains par pouce carré pour détacher de l'eau

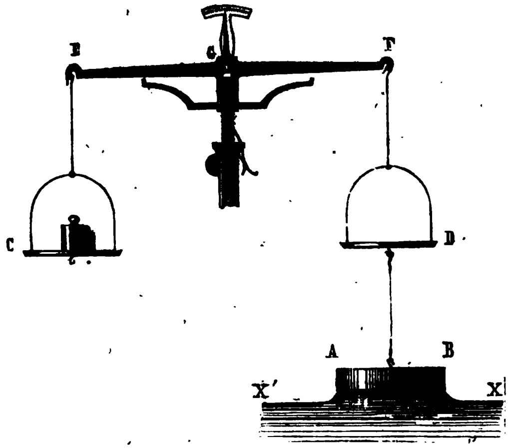


Fig. 381.

un disque de verre primitivement mouillé et mis au contact avec elle. »

A une époque beaucoup plus récente, M. Gay-Lussac a repris ces expériences, et, d'après des mesures faites avec grand soin, il a fixé à 59g,40 le poids qu'il faut employer pour obtenir la séparation quand on opère avec un disque de glace ayant un diamètre égal à 0m,11836. En d'autres termes, au moment où le disque AB va céder à l'action du poids et s'élever en emportant avec lui la couche d'eau qui le mouille, l'adhérence de cette dernière au reste du liquide équivaut à 0g,54 par centimètre carré.

§ 2. — ASCENSIONS ET DÉPRESSIONS CAPILLAIRES.

Les attractions qui se développent ainsi à distances insensibles, soit entre les solides et les liquides qui les touchent, soit entre les molécules contiguës des liquides, produisent, dans un assez grand nombre de cas, des phénomènes particuliers qui, au pre-

mier abord, semblent contraires aux lois générales de l'équilibre des liquides ou de l'équilibre des corps flottants.

Ainsi, lorsqu'on verse un liquide dans un siphon dont l'une des branches est large et l'autre fort étroite, comme on le voit figure 382, les niveaux dans les deux branches ne sont plus sur le prolongement l'un de l'autre. L'eau, l'alcool, l'éther s'élèvent dans le tube capillaire; le mercure s'y déprime; de plus les surfaces terminales ne sont plus planes. Celle de l'eau est concave, celle du mercure convexe. Des déformations de même genre se remarquent presque toujours lorsqu'on vient à plonger un solide dans un liquide.

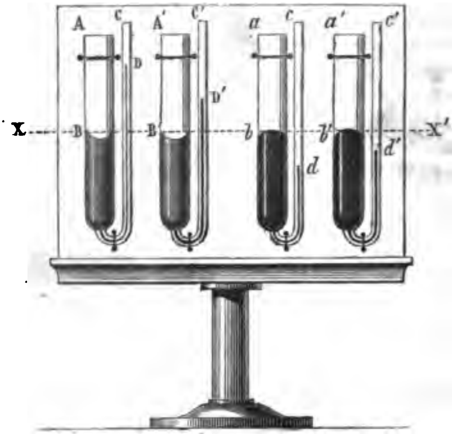


Fig. 382.

Si le liquide mouille le solide, il s'élève contre sa surface, et se déprime dans le cas contraire. Enfin des corps flottants de faibles dimensions, lorsqu'ils sont amenés à petites distances les uns des autres, tantôt s'attirent et tantôt se fuient, sans qu'au premier abord on puisse apercevoir aucune cause de ces singuliers mouvements.

Les premières observations régulières que l'on ait sur ces phénomènes paraissent remonter au temps de Pascal. Toutefois cet éminent physicien ne les connaissait pas.

On en peut juger par le texte suivant, que nous empruntons à la préface de son ouvrage sur l'équilibre des liqueurs et de la pesanteur de l'air[1].

1. Cet ouvrage a été publié après la mort de Pascal.

« A l'époque où M. Pascal a composé ces deux traités, on n'a-
« vait pas encore trouvé ces expériences des petits tuyaux dont
« l'invention est düe à M. Rho, qui a une adresse merveilleuse
« pour trouver des expériences et pour les expliquer. »

Conjointement avec le physicien auquel le beau-frère de Pascal attribue les premières études des phénomènes capillaires, Bonelli, le père Fabri, les académiciens de Florence, Sturmius, etc., etc., accumulèrent les observations et cherchèrent surtout à rendre raison de ces effets, dont la production ne devait être nettement expliquée que longtemps plus tard. Les académiciens de Florence, en particulier, établirent que les ascensions et les dépressions capillaires se produisent dans le vide, et par là même ils réfutaient toutes les théories que l'on avait déjà imaginées, ou que l'on devait proposer plus tard, pour expliquer, par des modifications de la pression atmosphérique, des changements de niveau dus en effet à des causes toutes différentes.

Newton, le premier, indiqua que les effets capillaires, aussi bien que les actions chimiques, sont dus à cette attraction de la matière pour la matière, à l'aide de laquelle il avait expliqué toutes les lois du système du monde; seulement, dans les phénomènes dont il s'agit, l'attraction se manifeste sous des lois différentes de celles qui la régissent quand elle s'exerce à des distances considérables.

Nous extrayons de la seconde édition de son *Traité d'optique* le texte remarquable où il expose à la fois et l'état de ses connaissances sur les phénomènes capillaires, et les opinions qu'il avait touchant « la manière dont ils peuvent dériver d'attractions qui s'étendent à de si petites distances qu'elles ont échappé jusqu'ici à nos observations....

« J'infère encore l'existence de cette cause de la cohésion de deux marbres polis, dans le vide; et de ce que le vif-argent se soutient dans un baromètre à la hauteur de 50, 60 ou 70 pouces et au delà, toutes les fois qu'il est bien purgé d'air et versé si adroitement dans le tuyau de verre, que ses parties soient partout contiguës l'une à l'autre et au tuyau. L'atmosphère pressant le vif-argent, l'élève par son poids, dans le tuyau, jusqu'à la hauteur de 20 ou 30 pouces; et quelque autre agent l'élève plus haut, non pas en le pressant dans le tuyau, mais en faisant que ses parties s'attachent au verre et les unes aux autres. Car s'il se fait quelque séparation entre les parties, ou par des bulles ou par le secouement du tuyau, le vif-argent tombe aussitôt en bas à la hauteur de 20 ou 30 pouces.

« Voici encore quelques expériences de la même espèce que

celles qu'on vient de voir. Si deux plaques de verre planes et polies (supposons deux pièces d'un miroir bien poli) sont jointes ensemble, leurs côtés parallèles et à une très-petite distance l'une de l'autre; et que par leurs extrémités d'en bas on les enfonce un peu dans un vase plein d'eau, l'eau montera entre les deux verres. Et à mesure que les plaques seront moins éloignées, l'eau s'élèvera à une plus grande hauteur. Si leur distance est environ la centième partie d'un pouce, l'eau montera à une hauteur d'environ un pouce; et si la distance est plus grande ou plus petite, en quelque proportion que ce soit la hauteur sera à peu près réciproque à la distance. Car la force attractive des verres est la même, soit que la distance qu'il y a entre eux soit plus grande ou plus petite; et le poids de l'eau attiré en haut est le même si la hauteur de l'eau est en proportion réciproque à la distance des verres. C'est encore ainsi que l'eau monte entre deux plaques de marbre poli lorsque leurs côtés polis sont parallèles et à une fort petite distance l'un de l'autre. Et si l'on trempe dans l'eau le bout d'un tuyau de verre fort menu, l'eau montera dans le tuyau à une hauteur qui sera réciproque à la cavité du tuyau, et égale à la hauteur à laquelle elle monte entre deux plaques de verre, si le demi-diamètre de la cavité du tuyau est égal à la distance entre les plaques ou environ. Du reste, toutes ces expériences réussissent tout aussi bien dans le vide ou en plein air, et par conséquent elles ne dépendent en aucune manière du poids ou de la pression de l'atmosphère. » (NEWTON. *Traité d'optique*, t. II, liv. III, Question XXXI.)

Après Newton et pendant un siècle presque entier, différents physiciens cherchèrent à analyser et à définir l'action des forces auxquelles sont dues les ascensions ou dépressions capillaires. Jurin, Clairaut, Veibreicht, Young, ont laissé sur ce point d'importants travaux; mais la théorie de ces phénomènes ne fut véritablement connue qu'en 1808; elle est due à M. de Laplace, et a été exposée dans deux suppléments au dixième livre de la mécanique céleste.

On se rend aisément compte des lois de l'élévation ou de la dépression que les liquides éprouvent soit dans des tubes capillaires, soit entre des lames très-rapprochées, en se fondant uniquement sur ce que les effets dont il s'agit sont produits par des attractions qui deviennent insensibles dès que les distances auxquelles elles s'exercent sont appréciables.

Soit en effet *abcd* (fig. 383) un tube étroit plongeant dans un vase plein d'eau jusqu'en XX′, et soit *pmq* le niveau dans le tube.

Soit de plus *r* la distance à laquelle s'étend l'action du solide sur le liquide.

Toute molécule liquide M située à une distance du tube moindre que *r* sera attirée par les molécules du tube qui sont comprises dans la sphère de centre M et de rayon *r*, et il est visible que la résultante de ces attractions sera normale au tube, si M n'est pas

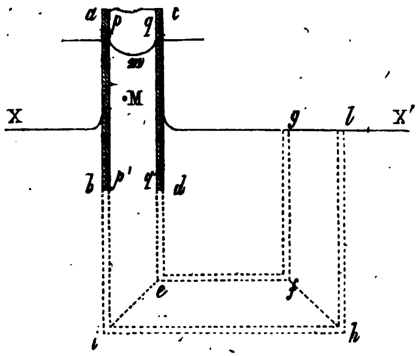


Fig. 383.

très-voisin d'une des extrémités de celui-ci ; elle ne pourra donc contribuer en rien à soulever le liquide. Ainsi, pourvu que le niveau *pmq* n'atteigne pas jusqu'au haut du tube, c'est à la partie inférieure de celui-ci que doivent agir les forces soulevantes efficaces.

Pour mieux les apprécier, supposons le tube réel prolongé jusqu'au niveau extérieur XX' par un autre tube *defg* de même section, et dont les parois seraient formées de molécules d'eau jointes entre elles sans changement de densité ni d'autres propriétés physiques.

Soit *ab* (fig. 384) la trace du plan horizontal avec lequel coïncide la base interne du tube et M une molécule assez voisine du plan *ab* et de la paroi *id* pour que la distance M*i* soit inférieure à *r*. Cette molécule, sous l'action du tube, tendra à s'élever. Soit en effet *i'* un point de l'arête *id*, symétrique de *i* par rapport à l'horizontale MP, et *i''* un point situé au-dessus de *i'* à une distance de M égale au rayon de l'action exercée par le verre sur le liquide ; il est évident que toute la portion de l'arête comprise entre *i'* et *i''* agira efficacement sur M.

A l'action soulevante totale que la partie inférieure du tube exerce ainsi sur les dernières couches liquides qu'il renferme, s'en joint une autre absolument égale, et qui provient de l'attraction exercée par le bas du tube réel sur les parties les plus voisines de la colonne d'eau comprise dans le tube fictif *ef*.

Soit en effet, au-dessous de *ab* une molécule M' symétrique de M; l'action qu'elle éprouvera des premières molécules de l'arête *id* sera visiblement identique à celle que *i'i''* exerçait sur M, donc on voit que la partie inférieure du tube réel exerce deux actions égales et de même sens : 1° sur les dernières couches qu'il contient; 2° sur les premières couches renfermées dans le tube idéal *ef*. Nous représenterons par F chacune de ces deux actions égales.

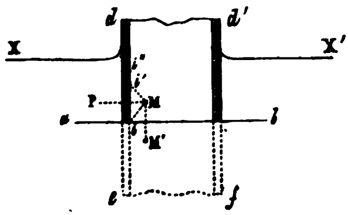


Fig. 384.

Si maintenant on considère l'anneau terminal supérieur du tube idéal, on voit immédiatement qu'il doit agir sur le liquide renfermé dans le tube réel; mais l'expression complète de cette action sera en général différente de F, nous la représenterons par F'.

Et alors 2F — F' sera l'expression complète des forces qui agissent au bas du tube pour soutenir la colonne liquide soulevée.

Il est visible d'ailleurs qu'il n'y a pas d'autres forces capables de produire un effet semblable, car, 1° la couche d'eau qui forme la paroi de notre tube idéal ne peut en aucune façon faire mouvoir le liquide qu'elle renferme;

2° Les attractions réciproques du tube réel sur le tube idéal se détruisent d'elles-mêmes.

3° Enfin, si l'on considère les actions réciproques de deux molécules du liquide, prises où l'on voudra, elles donneront, suivant la direction de la verticale, deux composantes égales au signe près et qui disparaissent dans le calcul de la somme des forces verticales.

Si étroits que soient les tubes capillaires, leur rayon est ordinairement incomparablement plus grand que la distance précédemment désignées par *r*; et de là résulte évidemment que chacune des sommes désignées par F et F' est proportionnelle au contour du tube; ou, si l'on aime mieux, chacune de ces quantités peut être considérée comme étant le produit du contour $2\pi R$ du

tube par la valeur f ou f' qu'elle aurait si $2\pi R$ était égal à l'unité.

Ascension dans les tubes étroits. — La somme des forces soulevantes $2\pi R\,(2f - f')$ soutient le poids du liquide soulevé et lui est égale. Si donc on pouvait admettre que ce liquide est un cylindre de longueur h et de poids spécifique p, on aurait l'équation

$$2\pi R\,(2f - f') = \pi R^2 hp$$

d'où

$$\frac{2\,(2f - f')}{p} = Rh.$$

Ainsi, dans l'hypothèse de la cylindricité de la colonne, la valeur numérique du produit Rh ne dépend que de la nature du solide et de celle du liquide; et il en résulte nécessairement que dans des tubes capillaires de même nature mais de diamètres différents, les hauteurs h des colonnes soulevées doivent être en raison inverse des diamètres.

En réalité, la colonne se compose d'un cylindre surmonté d'un ménisque. Quand le tube est excessivement fin, la hauteur du liquide soulevé est considérable, le ménisque très-petit et son poids tout à fait négligeable; mais ce n'est là qu'un cas extrême. Pour les diamètres supérieurs, à $0^{mm},5$, l'influence du poids de ce ménisque est très-appréciable et elle devient d'autant plus influente que le tube est plus large. Jusqu'aux diamètres de 3^{mm}, on en tient compte en admettant que le liquide est terminé à sa partie supérieure par une demi-sphère. Voici comment on fait le calcul :

Le ménisque est la différence qui existe entre un cylindre et une demi-sphère ayant respectivement des volumes égaux à $\pi R^2 R$ et $4/6\pi R^3$; son poids a donc pour expression

$$p\pi R^2 \left(R - \frac{2}{3}\,R\right).$$

h étant toujours la distance du point le plus bas de la surface capillaire au niveau extérieur, $p\pi R^2 h$ est le poids de la colonne cylindrique; ainsi l'on a

$$2\pi R\,(2f - f') = p\pi R^2 h + p\pi R^2 \left(R - \frac{2}{3}\,R\right)$$

$$\frac{2\,(2f - f')}{p} = Rh + R\,\frac{1}{3}\,R = R\left(h + \frac{1}{3}\,R\right).$$

Ainsi, dans ce cas, ce sont les hauteurs accrues du tiers du rayon du tube qui se trouvent être réciproquement proportionnelles aux rayons.

L'hypothèse de la sphéricité du ménisque ne serait plus admissible pour des diamètres supérieurs à $0^m,003$; mais jusqu'à cette limite, elle conduit à de bons résultats. On peut du reste en vérifier directement l'exactitude; si en effet l'on mesure la hauteur du ménisque, on la trouve sensiblement égale au rayon de la sphère.

Ascension entre des lames parallèles. — Les mêmes considérations conduisent au calcul de la hauteur à laquelle un liquide s'élève entre deux lames parallèles. Soit 2R la distance qui les sépare et L leur largeur commune, nous la supposerons considérable par rapport à 2R, et nous supposerons en outre que les lames sont raccordées à leurs extrémités par deux surfaces demi-cylindriques de rayon R, ainsi qu'on le voit sur la figure 385. La force soulevante aura alors pour expression

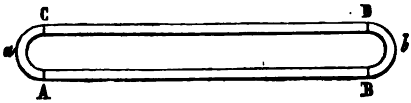


Fig. 385.

$$(2L + 2\pi R)(2f - f')$$

et si l'on néglige le ménisque terminal, le poids du liquide soulevé sera

$$\left\{ \pi R^2 + 2LR \right\} ph.$$

En égalant ces deux expressions, il vient

$$\frac{2f - f'}{p} = \frac{\left\{ \pi R + 2L \right\} hR}{2L + 2\pi R}$$

$$\frac{2f - f'}{p} = \frac{1 + \frac{\pi R}{2L}}{1 + \frac{2\pi R}{2L}} hR$$

ou simplement

$$\frac{2f - f'}{p} = hR$$

puisque 2L est, par hypothèse, très-grand par rapport à πR.

Ainsi la hauteur h serait moitié de celle à laquelle le liquide s'élèverait dans un tube de diamètre 2R.

Ascension entre deux lames inclinées. — En se fondant sur ce qui précède, on se rend compte de la forme hyperbolique qu'affecte un liquide en s'élevant dans un angle dièdre très-aigu.

L'arête de l'angle est verticale.

Soit B sa trace sur un plan horizontal (fig. 386), AB et BC celles des faces de l'angle, et enfin soit BD la trace du plan bisecteur.

La tranche liquide qui se projette en mm' à une distance x du

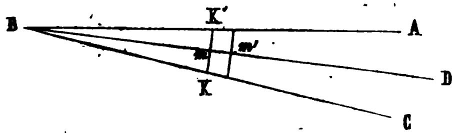


Fig. 386.

sommet de l'angle, doit avoir même hauteur que si elle se trouvait comprise entre deux lames parallèles indéfinies, distantes l'une de l'autre d'une quantité égale à la ligne KmK' menée par le point M, perpendiculairement à la bissectrice BD et terminée de part et d'autre aux côtés de l'angle ABC. Par suite, si l'on désigne par y la hauteur de la tranche projetée en mm' on doit avoir

$$\mathrm{MK'}.y = \frac{2f - f'}{p}.$$

Or

$$\mathrm{MK'} = x \, tg \, \frac{1}{2} \, \mathrm{ABC}.$$

Donc enfin

$$xy = \frac{2f - f'}{p \, tg \, \frac{1}{2} \, \mathrm{ABC}}.$$

C'est-à-dire que les coordonnées x et y satisfont à l'équation d'une hyperbole équilatère ayant pour asymptotes : 1° l'arête verticale de l'angle dièdre, et 2° la bissectrice BD.

De la forme des surfaces — Dans tout ce qui précède, nous avons spécialement considéré les élévations capillaires. Le cas des dépressions se traiterait d'une façon toute semblable. Seulement alors la quantité 2F — F' est négative ; la couche liquide en contact avec la paroi s'abaisse et le niveau devient convexe, tandis qu'il est forcément concave lorsqu'il y a ascension.

La dépendance qui existe entre le sens de la variation du niveau et la courbure de la surface est évidente *à priori*. On ne concevrait pas en effet qu'un liquide pût s'élever contre une paroi sans devenir par cela même concave, ni se déprimer sans devenir convexe.

Toutefois, comme cette dépendance constitue un des points fondamentaux de la théorie capillaire[1], nous citerons une expérience qui la met parfaitement en évidence.

Dans un siphon de verre ayant une branche fort large AB, et l'autre très-fin (fig. 387), on verse de l'eau en telle proportion que la surface s'arrête dans le tube étroit à une certaine distance de l'extrémité. Si la première branche a un diamètre suffisant, la différence des niveaux est alors égale à la hauteur à laquelle l'eau s'élèverait dans le tube DC, au cas où il plongerait simplement à sa partie inférieure dans une masse d'eau indéfinie. Si alors on verse du liquide en A, les niveaux se déplacent et montent dans les deux branches; mais leur distance verticale reste constante aussi longtemps que le bord du ménisque en CD ne touche pas le bord supérieur D du tube. A partir de cet instant, si l'on continue à verser du liquide en A, le ménisque s'aplatit, la différence des niveaux diminue, et elle s'annule en même temps que la concavité de la surface. Enfin, si l'on continue à verser lentement de l'eau dans la grande branche, on voit se former sur la section du tube capillaire une goutte convexe, et le niveau s'élève alors dans la grande branche au-dessus du point le plus haut qui termine le filet capillaire.

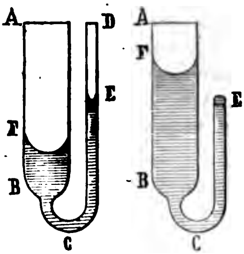


Fig. 387.

§ 3. — ÉQUATION DE LA SURFACE CAPILLAIRE.

Si l'on excepte le cas des tubes très-étroits ou des lames parallèles très-rapprochées, on ne peut estimer le poids des colonnes soulevées ou déprimées par les actions capillaires qu'à la condition de connaître la forme des surfaces qui terminent les liquides.

1. Cette dépendance est si intime, disait Dufay (*Mém. de l'Acad.*, 1724), que de la connaissance de l'un des deux effets on peut nécessairement inférer l'existence de l'autre.

La détermination complète de ces surfaces est un problème compliqué. On peut toutefois, sans avoir recours au calcul, faire concevoir le principe de la méthode par laquelle M. de Laplace est parvenu à le résoudre.

Soit M (fig. 388) un point de la surface capillaire, et AA′ le niveau dans le vase; admettons que la pression extérieure, quelle qu'elle soit, s'exerce également dans le tube et en dehors. Enfin imaginons que tout le liquide soit solidifié, à l'exception toutefois d'un filet MNA, normal en M à la surface capillaire, ayant une section infiniment petite ω, et venant aboutir aussi normalement au niveau extérieur en un point A, un peu éloigné du tube.

Ce filet est en équilibre. Or, si la surface était plane en M comme en A, l'équilibre ne pourrait exister avec la différence de niveau marquée sur la figure; car la pression hydrostatique transmise en A par le filet liquide serait supérieure à celle qui s'exerce extérieurement au même point. La mesure de la différence s'obtiendrait en multipliant le poids spécifique p du liquide par l'élévation z de M au-dessus de A et par la section ω; et comme cet

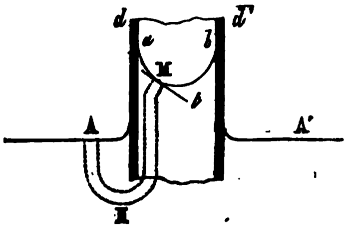


Fig. 388.

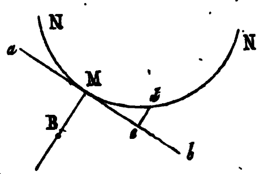


Fig. 389.

excès de pression ωzp ne peut être contre-balancé que par l'action K du ménisque sur le filet, l'équation d'équilibre est nécessairement $K = \omega zp$; reste à évaluer K. Pour y arriver, menons par la normale BM un plan sécant BMNN′ (fig. 389); le cercle osculateur en M à la courbe NMM′ se confondra avec elle dans une certaine étendue que l'on peut regarder comme égale au rayon de l'activité moléculaire.

Menons enfin, toujours par la normale BM, un second plan $N_1'MN_1'$, faisant avec le premier un angle φ infiniment petit, et cherchons l'action qu'exerce sur le filet moyen BM, la portion du ménisque comprise entre ces deux plans. Pour cela, découpons le coin que nous venons de former en éléments infiniment petits, par des surfaces cylindriques ayant toutes BM pour axe et des rayons x

croissant par degrés insensibles et égaux à α. Soit y la hauteur de l'élément q situé à distance x de M, et V son volume, on aura $V = \varphi x \alpha y$. Remplaçons maintenant y par sa valeur en fonction de x et du rayon r du cercle osculateur en M à la courbe NMM', et il viendra

$$\varphi x \alpha y = \varphi \alpha x \frac{x^2}{2r - y} = \varphi \alpha x \frac{x^2}{2r}$$

à cause de la petitesse de y. L'action de l'élément q sur un élément B du filet moyen placé à une distance t du point M sera proportionnelle au produit de leurs masses multiplié par une certaine fonction de leur distance $(t^2 + x^2)^{\frac{1}{2}}$; son expression contiendra donc le facteur $\frac{1}{r}$ et c'est par là seulement qu'elle dépendra du rayon de courbure de la section normale NMM'; il en sera de même de la composante normale de la force que nous considérons. Si maintenant on change d'azimut et que l'on cherche toujours la valeur de la composante normale de l'action qu'exerce sur B un élément q' du ménisque situé à la même distance x de M, elle ne différera de la première que par la valeur du rayon de courbure en ce nouvel azimut.

Ainsi, que l'on suppose le ménisque divisé en une infinité de coins de même angle, l'action que chacun exercera sur le filet moyen sera la somme d'une infinité de termes ayant tous $\frac{1}{r}$ en facteur; elle aura donc une expression de la forme suivante : $\frac{1}{r}\,\mathrm{H}\omega$, H étant une quantité qui ne dépend pas de la forme de la surface, mais qui varie avec la nature du liquide et la loi de l'attraction.

Si en particulier nous considérons deux sections rectangulaires ayant respectivement des rayons de courbure égaux à r et r', la somme des actions des coins correspondants sera

$$\left(\frac{1}{r} + \frac{1}{r'}\right) \mathrm{H}\omega.$$

Or, on démontre en géométrie qu'en un point d'une surface courbe quelconque, la somme des inverses des rayons de courbure de deux sections normales rectangulaires est constante et égale, à la somme des inverses $\frac{1}{R} + \frac{1}{R'}$ des deux rayons maxima et minima. Donc

on voit que l'action exercée par le ménisque entier sur le filet moyen en M a une expression de la forme

$$\left(\frac{1}{R} + \frac{1}{R'}\right) H'\omega.$$

H' étant, comme H, indépendant de la forme de la surface.

Si la densité du liquide est partout la même, le facteur H' conserve une valeur identique en tous les points de la surface capillaire; et même, cette constance de H' subsisterait encore dans l'hypothèse où, près de la surface, la densité du liquide éprouverait certaines variations, pourvu que ces variations se fissent toujours suivant la même loi dans la direction de la normale en chaque point.

D'après la valeur que nous venons d'assigner à la quantité K, on voit qu'entre la coordonnée z d'un point quelconque de la surface capillaire et les rayons de courbure principaux R et R', relatifs à ce point, on a la relation

$$zp = H'\left(\frac{1}{R} + \frac{1}{R'}\right).$$

Cette relation est celle que nous nous proposions d'obtenir. On la retrouverait exactement la même si l'on supposait que la surface du liquide est convexe dans le tube capilaire. Seulement il faudrait alors que les ordonnées z fussent comptées positivement au-dessous du plan.

Dans ce cas, on raisonnerait de la manière suivante :

Le point M étant à une distance z au-dessous du niveau, si la

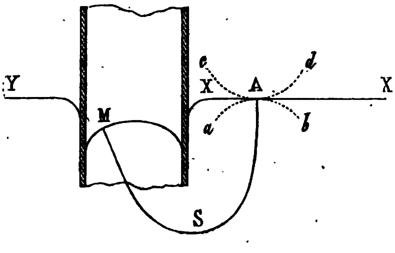


Fig. 390.

surface autour du point A avait une courbure identique à celle qui existe autour du point M, la pression transmise en M par le

filet serait supérieure de $pz\omega$ à celle qui s'exerce extérieurement au même point. Il faut donc que cet excès soit détruit par l'attraction qu'exerce en A, sur le filet ASm, le ménisque compris entre le plan XX' et la surface courbe aAb.

Or, il est facile de voir que cette action est égale à celle qu'exercerait sur le filet moyen un autre ménisque, symétrique du premier par rapport au plan XX'. En effet, soit dans l'espace EBAE'B' (fig. 391) un point I capable d'agir sur le filet moyen Ab : abaissons du point I une perpendiculaire Ia sur la normale, et soit b le point de cette normale qui est symétrique de A par rapport à Ia. Les composantes verticales des actions que I exerce sur toutes les molécules comprises entre A et b s'entre-détruisent, et quant à la composante verticale de l'action que I exerce sur une molécule quelconque du filet moyen situé au-dessous de b à une distance δ, elle est égale à l'action exercée sur la molécule de ce filet située à une distance δ du sommet A, par la molécule I' qui, dans le ménisque supérieur, est symétrique de I par rapport à BA.

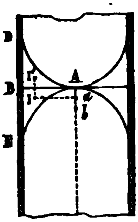


Fig. 391.

Ainsi les actions des deux ménisques sont égales. Or nous avons déjà trouvé que celle de DAD'B'B a pour expression

$$\omega H'\left(\frac{1}{R}+\frac{1}{R'}\right)$$

Donc il en est de même de celle de l'autre, et enfin l'on a encore la relation

$$zp = H'\left(\frac{1}{R}+\frac{1}{R'}\right).$$

§ 4. — PROCÉDÉS DE MESURE.

Les déterminations à l'aide desquelles on vérifie les indications de la théorie capillaire sont le plus ordinairement des mesures de hauteurs verticales. L'emploi du cathétomètre permet de les faire avec une grande précision. Seulement, dans chaque série d'expériences, la disposition générale des appareils change avec le but que l'on se propose spécialement d'atteindre.

Expériences de M. Gay-Lussac. — Pour mesurer l'élévation de l'eau dans des tubes de verre, M. Gay-Lussac fixait ceux

qu'il voulait employer à une sorte de règle de cuivre, en ayant soin que leur axe fût perpendiculaire à la grande longueur de celle-ci.

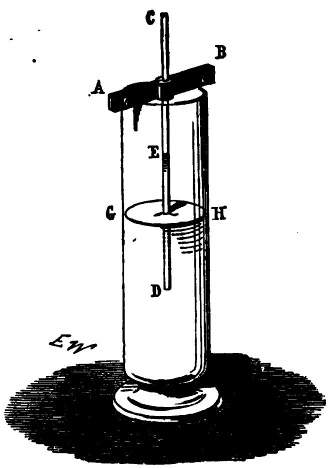


Fig. 392.

On faisait ensuite reposer la règle AB par les deux bouts sur le bord d'un large vase de verre (fig. 392) dans lequel on versait assez de liquide pour baigner complétement l'extrémité inférieure du tube.

Le vase était supporté par un pied à vis calantes, et comme son bord supérieur avait été bien dressé, on parvenait sans peine à obtenir l'horizontalité de la règle, et par suite la verticalité du tube CD. Il n'y avait pas non plus de difficulté à diriger la lunette sur le point le plus bas du ménisque, par lequel se terminait la colonne liquide soulevée; mais il n'eût pas été possible de viser de même au niveau GH de l'eau dans le grand vase. Pour lever la difficulté, on amenait une pointe fine en contact avec la surface GH, à une distance suffisante des bords du vase, et, après avoir exactement noté la position de la lunette alors qu'elle était dirigée vers le point le plus bas du ménisque, on enlevait une petite quantité de liquide du vase et l'on descendait la lunette jusqu'à ce qu'elle visât à la pointe. Le déplacement du zéro du vernier était la mesure de la hauteur cherchée.

Expériences de M. Ed. Desains. — Dans des recherches récentes, M. Ed. Desains fixait le tube et la pointe à des supports indépendants du vase principal, et il versait assez d'eau dans ce dernier pour que le niveau s'élevât un peu au-dessus des bords; il amenait alors la pointe inférieure de la vis à être très-voisine du niveau, et visant successivement cette pointe et son image, il prenait la position intermédiaire de la lunette comme celle qui répondait exactement à la surface liquide.

Les mesures faites par ces procédés sont parfaitement d'accord avec les indications de la théorie. On peut en juger par les tableaux suivants, qui sont relatifs à l'élévation de l'eau dans les tubes de verre.

Expériences faites par M. Gay-Lussac, à la température 8,5.

ÉLÉVATIONS observées. ou *h*.	RAYONS des tubes donnés par l'observation ou *r*.	RAYONS calculés par la formule $\left(h + \frac{1}{3} r\right) r = C = 15,11$.
23mm,163	0mm,647	0mm,646
15 ,586	0 ,952	0 ,950

Expériences faites par M. Ed. Desains, à la température 8,5.

ÉLÉVATIONS observées ou *h*.	RAYONS donnés par l'observation ou *r*.	RAYONS calculés par la formule $\left(h + \frac{1}{3} r\right) r = C = 15,11$.
76mm,002	0mm,201	0mm,199
206 ,969	0 ,074	0 ,073
24 ,140	0 ,620	9 ,620

Les différences qui existent entre les valeurs des rayons déduites du calcul et celles que donne l'observation sont toujours de l'ordre des quantités dont l'expérience ne peut répondre.

Il est inutile d'ajouter que, dans toutes les expériences de mesure, les tubes capillaires doivent être parfaitement propres; de plus, il est bon d'y faire une première fois monter le liquide par aspiration jusqu'à la partie supérieure. On ne fait les déterminations qu'après fixation complète de la colonne.

§ 5. — INFLUENCE DE LA TEMPÉRATURE.

L'élévation d'un liquide dans un tube capillaire dépend de la température à laquelle on fait l'expérience. Elle est, en général, d'autant moindre que la température est plus élevée, et la diminution est plus rapide que celle de la densité.

Expériences de M. Wolf. — L'influence de la température était connue de Lalande, qui en parle dans un mémoire imprimé en 1768. Depuis elle a été étudiée par plusieurs physiciens. M. Emett, MM. Frankenheim et Sondhaus, M. Brunner et récemment enfin M. Wolf ont déterminé les hauteurs auxquelles l'eau s'élève dans un même tube capillaire aux différentes températures comprises

entre zéro et 100. Nous rassemblons dans le tableau suivant quelques-uns des résultats obtenus par ce dernier physicien.

TEMPÉRATURES.	HAUTEURS observées.	HAUTEUR CALCULÉE par la formule $y=101^m,80346-0,184966x$.
5°73	100 729	100 744
10 601	99 816	99 843
20 38	97 964	98 034
32 39	95 875	95 810
39 376	94 540	94 520
51 486	92 275	92 280
61 83	90 350	90 360
82 27	86 085	86 47

Dans le mémoire auquel nous avons emprunté le tableau précédent, M. Wolf a fait connaître un fait très-important, et éminemment propre à montrer toute l'influence que la température exerce sur les phénomènes capillaires.

En chauffant dans des tubes fermés, de l'éther sulfurique, de l'alcool, du sulfure de carbone, de l'huile de naphte, il a vu le ménisque concave qui les terminait à froid, s'aplatir de plus en plus pendant l'échauffement, se changer en une surface plane à une température suffisamment élevée, et enfin devenir convexe peu d'instants avant la volatilisation complète du liquide. Il n'est besoin de rien ajouter pour faire comprendre comment ces curieuses observations confirment et développent ce que l'on avait trouvé touchant l'influence de la température sur la hauteur à laquelle l'eau s'élève dans un tube capillaire.

§ 6. — MOUVEMENTS PRODUITS PAR LA CAPILLARITÉ.

Attractions ou répulsions apparentes des corps flottants. — Lorsqu'on diminue suffisamment la distance de deux corps légers qui flottent à la surface d'un liquide, on les voit se rapprocher lorsqu'ils sont tous deux mouillés ou bien quand ils ne peuvent l'être

ni l'un ni l'autre. Ils se fuient au contraire quand le liquide s'élève contre l'un d'eux et se déprime contre le second. On peut faire l'expérience en prenant pour corps flottants deux balles de liége ayant toutes deux leurs surfaces naturelles, ou toutes deux leurs surfaces noircies de noir de fumée ou encore légèrement graissées. Dans ces deux cas il y a attraction apparente; on observe au contraire une sorte de répulsion lorsqu'on oppose l'une des boules du premier groupe à l'une de celles du second; mais alors, l'eau mouille la première et s'élève contre sa surface, tandis qu'elle se déprime contre la seconde.

On pourrait encore opérer avec deux petites lames de verre suspendues parallèlement entre elles à des fils flexibles et plongeant dans l'eau ou dans le mercure. On les verrait dans les deux cas se porter l'une vers l'autre; elles s'écarteraient au contraire si on les plongeait dans l'eau après avoir frotté d'un peu d'huile ou de suif la surface de l'une d'elles.

Les principes précédemment posés suffisent pour expliquer ces mouvements.

Soient en effet deux lames de verre plongeant dans l'eau (fig. 393), le liquide s'élève entre elles plus qu'il ne le fait contre leurs faces extérieures; par suite il est facile de voir que si l'on considère sur la surface extérieure et sur la surface intérieure de chacune, deux éléments ω situés au-dessus du niveau AB à une même hauteur z et compris entre les plans xx et yy' qui terminent la surface capillaire à leur partie supérieure, les pressions exercées sur ces éléments seront inégales.

Sur l'élément extérieur, la pression atmosphérique s'exerce libre-

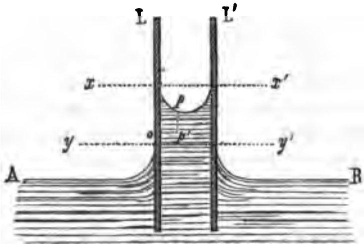


Fig. 393.

ment. Pour évaluer celle qui s'exerce sur l'élément intérieur, on remarquera que si les lames étaient maintenues en place, l'équilibre existerait dans le liquide. Par suite, la pression supportée par

chaque unité de surface d'une tranche horizontale prise à la distance z au-dessus du niveau extérieur AB, serait nécessairement plus petite que la pression exercée par l'atmosphère sur ce plan AB; et nécessairement aussi, la différence aurait pour mesure zp, p étant toujours le poids spécifique du liquide. La poussée qui s'exerce sur l'élément intérieur ω est donc moindre que l'autre; d'où l'on conclut immédiatement que les deux lames doivent tendre à se rapprocher, car, au-dessus de xx' ou au-dessous de yy', les pressions qui s'exercent sur deux éléments égaux, pris à même hauteur sur les deux faces de la lame, sont évidemment égales entre elles.

Si les lames étaient plongées dans le mercure, le liquide s'abaisserait entre elles plus qu'à l'extérieur.

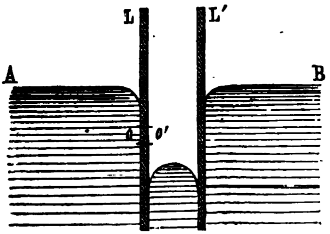


Fig. 394.

Dans ce cas, on voit de suite que si l'on considère sur l'une d'elles les pressions qui s'exercent dans les deux sens sur deux éléments égaux o, o', situés à même hauteur et entre les deux niveaux, celle des deux pressions qui poussent la lame du côté où la dépression est la plus forte l'emporte sur l'autre. Les lames se rapprocheront donc encore.

Enfin si l'une des lames était mouillée et l'autre pas, le liquide se disposerait entre elles comme on le voit sur la figure 395, et en se fondant sur ce que nous avons dit dans les deux cas précé-

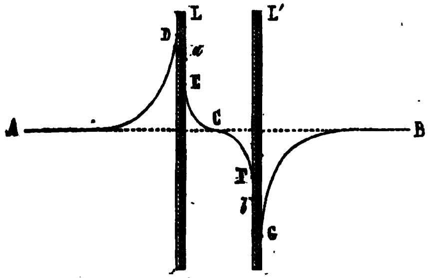


Fig. 395.

demment examinés, on voit que, sous l'action des pressions inégales exercées sur ses deux faces, la lame AL devrait se porter

du côté où l'élévation du ménisque liquide est la plus considérable. L'autre serait poussée, au contraire, du côté où la dépression est la plus forte.

Les lames se fuiraient donc.

Nous terminerons en traitant deux questions qui présentent quelque intérêt et se résolvent aisément d'après tout ce qui a été dit jusqu'ici.

Mouvement d'une goutte liquide dans un tube conique. — La première est relative au mouvement ou à l'équilibre d'une goutte liquide placée dans un tube conique ouvert aux deux bouts.

Supposons d'abord que la goutte mouille le tube :

Elle se termine à ses deux extrémités par deux ménisques de concavités différentes.

Celui qui est le plus voisin du sommet du cône a un rayon de

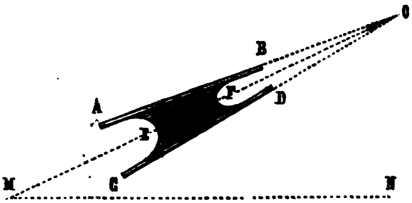


Fig. 396.

courbure plus petit que l'autre; contre ce ménisque, la pression atmosphérique éprouve une diminution plus forte qu'à l'autre extrémité de la goutte. La goutte s'avance donc vers le sommet et elle l'atteint nécessairement si l'axe du tube est horizontal.

Si au contraire l'axe est incliné à l'horizon de manière que le sommet soit à un niveau plus élevé que la base, la goutte peut être en équilibre à une distance x du sommet que l'on détermine de la manière suivante :

Soit α (fig. 396) l'angle du tube à l'horizon; soient r et r' les rayons de courbure des deux ménisques aux deux extrémités du filet moyen. r et r' seront sensiblement égaux aux rayons du tube aux points correspondants. Soient enfin l la longueur de la goutte, p le poids spécifique du liquide, et K une constante.

Pour que le filet moyen soit en équilibre, il faut que la différence des pressions hydrostatiques exercées à ses deux bouts soit nulle; or, d'après ce qui a été vu (pages 597 et suiv.), les actions des deux ménisques sur le filet moyen sont respectivement proportionnelles à $\frac{2}{r}$ et $\frac{2}{r'}$, et elles sont de signes contraires. Quant à la

pression due au poids du filet moyen, elle est proportionnelle à $lp \sin \alpha$. Donc enfin il faut que l'on ait :

$$lp \sin \alpha = \mathrm{K}\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r'}\right) = \mathrm{K}\,\frac{r' - r}{rr'};$$

Mais si l'on désigne par ω l'angle au sommet du tube, on a

$$r = x\, tg\, \frac{1}{2}\,\omega \qquad r' = (x + l)\, tg\, \frac{1}{2}\,\omega \quad \text{d'où} \quad r' - r = l\, tg\, \frac{1}{2}\,\omega$$

et

$$rr' = x\,(x + l)\, tg^2\, \frac{1}{2}\,\omega$$

ou simplement

$$rr' = x^2\, tg\, \frac{1}{2}\,\omega$$

si on néglige l devant x ; par suite l'équation d'équilibre devient

$$\mathrm{K}\,\frac{l\, tg\, \frac{1}{2}\,\omega}{x^2\, tg^2\, \frac{1}{2}\,\omega} = lp \sin \alpha.$$

$$x^2 = \frac{\mathrm{K}}{p \sin \alpha\, tg\, \frac{1}{2}\,\omega}.$$

Si le liquide ne mouillait pas le tube, en raisonnant comme nous venons de le faire, on serait conduit à reconnaître que la goutte doit s'éloigner du sommet du cône.

Suspension de petits corps à la surface de liquides spécifiquement plus légers. — Le second fait que nous rattachons encore à la théorie capillaire est le suivant :

Un corps de petites dimensions, quoique ayant une densité supérieure à celle d'un liquide, peut flotter à la surface de ce dernier quand il n'est pas mouillé par lui. Ainsi, un petit tube de verre graissé et posé sur l'eau, y reste soutenu, pourvu toutefois qu'on ne l'immerge pas complétement : car dans ce cas il tomberait aussitôt.

Pour expliquer ce phénomène, il suffit de remarquer que le liquide se déprime autour du corps ainsi qu'on le voit figure 397,

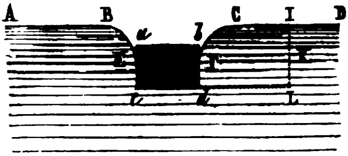


Fig. 397.

et le corps s'enfonce dans la dépression, sans que l'eau le recouvre.

Supposons, pour fixer les idées, que le corps flottant soit un parallélipipède d'épaisseur h, et soit h' la distance verticale de sa base inférieure au plan du niveau extérieur.

Si d et d' sont les densités du corps et du liquide, il faut et il suffit pour l'équilibrer que l'on ait $hd \leq h'd'$.

Or, quoique d soit supérieur à d', la condition précédente peut être satisfaite, puisque h' est supérieur à h. Seulement il ne faudrait pas que le rapport de d à d' fût trop supérieur à l'unité, puisque celui de h à h' ne peut jamais être très-grand.

FIN DU TOME PREMIER.

TABLE DES MATIÈRES

FIN DE LA TABLE DES MATIÈRES.

PARIS. - IMPRIMERIE DE J. CLAYE, RUE SAINT-BENOIT, 7.

ERRATA

Page 4, ligne 13, limite certaine, *lisez :* certaine limite.
Page 5, ligne 17, $\left(1 - \frac{1}{2n}\right)$; *lisez :* $\left(1 - \frac{1}{n}\right)$.
Page 5, ligne 18, id. id. id.
Page 15, ligne 33, sera proportionnellement, *lisez :* séra proportionnelle.
Page 15, ligne 41, vitesse égale à un corps, *lisez :* vitesse égale à l'unité à...
Page 18, ligne 9, il en résulte, *lisez :* il résulte en effet.
Page 19, ligne 8, leur poids, *lisez :* leurs poids.
Page 20, troisième ligne en remontant, 60 μ, *lisez :* 60.
Page 24, ligne 33, un crayon *l*, *lisez :* un crayon *e*.
Page 26, lignes 14 et 15, $\frac{\alpha'\beta' - \alpha\beta}{\omega\beta' - \omega\beta}$, *lisez :* $\frac{\alpha'\beta' + \alpha\beta}{\omega\beta' - \omega\beta'}$
Page 29, ligne 42, acquise double, *lisez :* acquise devient double.
Page 29, à la dernière ligne, par nos deux pendules, *lisez :* par un même pendule soumis à l'action de deux forces accélératrices différentes g et g'.
Page 32, ligne 15, la formule mais, *lisez :* la formule; mais...
Page 32, ligne 23, 0,00284, *lisez :* $0^{m},00282$.
Page 37, ligne 5, porter vers eux sa, *lisez :* porter vers eux, sa...
Page 37, ligne 7, les figures., *lisez :* les figures 27 et 28.
Page 38, ligne 20, directions I'RJ'S, *lisez :* I'R, J'S.
Page 45, figure 38, *lisez :* I au lieu de γ.
Page 52, ligne 19, un poids de 20 × 100, *lisez :* un poids égal ou inférieur à 20 × 100.
Page 53, ligne 17, le rebord C touche la surface du piston, *lisez :* le rebord A.
Page 54, lignes 14 et 15, différentes, la pression, *lisez :* différentes, si la distance du fond au niveau est la même dans tous, la pression...
Page 58, ligne 2, comme AMD, *lisez :* comme ADB.
Page 60, figure 57. L'eau ne devrait pas s'élever dans les vases verticaux.
Page 62, ligne 10, *la forme*, *lisez :* la *direction*.
Page 63, ligne 3, *lisez :* et mesurant de même, la somme des hauteurs AE, A'B, sera...
Page 64, figure 63. Le point X'' est celui où l'horizontale passant par X' coupe la branche BY du siphon.
Page 66, ligne 39, de même volume, *lisez :* de même volume et de même forme.
Page 69, lignes 1 et 2, en G et en P. Dans l'état d'équilibre, si, *lisez :* en G et en P, dans l'état d'équilibre; si...
Page 72, ligne 2, une limite déterminée par le poids, *lisez :* une limite; et qu'elle équivalait seulement à la pression d'une...
Page 81, ligne 24, M. Bunsen, *lisez :* M. Bunten.
Page 82, ligne 1, fig. 83, *lisez :* fig. 82.
Page 85, ligne 25, que « les volumes, *lisez :* que « à même température, les volumes.
Page 86, ligne 2, fig. 84, *lisez :* fig. 83.

Page 90, ligne 34, la vis v, *lisez :* la vis D.

Page 94, ligne 23, $\frac{1}{15} = 0{,}166$, *lisez :* $\frac{1}{15} = 0^m{,}0666$

Page 94, ligne 24, $0{,}166 \frac{30}{31} = 0^m{,}0638$, *lisez :* $0{,}0666 \times \frac{30}{31} = 0^m{,}0645$

Page 97, ligne 21, en AA. *lisez :* Aa. — Ligne 27, A et A′, *lisez :* a et a'

Page 100, ligne 8, mercurielle xx', *lisez :* mercurielle $o'p$.

Page 101, ligne 15, est 10395, *lisez :* 10505 (en prenant cette dernière valeur le coefficient 18200 de la page suivante devient 18416.)

Page 102, ligne 7, $\frac{H_n}{H_1} = \left(1 - \frac{\alpha\delta}{0{,}76}\right)^n$, *lisez :* $\frac{H_n}{H_1} = \left(1 - \frac{\alpha\delta}{0{,}76}\right)^{n-1}$

Page 104, ligne 29, l'air contenu en R, *lisez :* l'air contenu en A.

Page 118, ligne 15, établi page 116 $\frac{p}{P}$, *lisez :* établi page 116, à $\frac{p}{P}$

Page 118, ligne 30, à $\frac{p}{P}$ $\frac{p+p'}{P}$, *lisez:* h. $\frac{p}{P}$ $\frac{p+p'}{P+p'}$

Page 129, ligne 6 et suivantes, changer R en R′ et réciproquement.

Page 130, ligne 13, fig. 126, *lisez :* fig. 127.

Page 132, ligne 13, $c'\,c''\,c\,c'''$, *lisez :* c', c''', c, c''

Page 134, ligne 36, *le* fait monter, *lisez :* *la* fait monter.

Page 135, ligne 22, l'effort à développer, *lisez :* lorsque la pompe est pleine, l'effort à développer.

Page 139, ligne 30, pour loger, *lisez :* pour contenir

Page 139, ligne 33, $Ba < l(-h)\frac{H-h}{H-l}$, *lisez :* $Ba < b\,(l-h)\frac{H-h}{H-l}$

Page 142, ligne 24, longueur 10^m — O′D, *lisez :* 10^m — O′C

Page 142, ligne 34, des longueurs, *lisez :* des hauteurs verticales.

Page 144, ligne dernière, contenu dans le vase, *lisez :* contenu dans le vase au-dessus de l'orifice C.

Page 145, ligne 15, A′C, *lisez :* A‴C′. — Ligne 17, CB′, *lisez :* C′B″.

Page 152, ligne 26, comme $\sqrt{1}$, $\sqrt{2}$, $\sqrt{3}$, *lisez :* comme $\sqrt{1}$ $\sqrt{4}$ $\sqrt{9}$...

Page 155, ligne 25, la hauteur de la, *lisez :* la hauteur h de la...

Page 158, ligne 5, $h = \frac{\pi - al}{B + \delta}$, *lisez :* $h = \frac{\pi - al}{B}$

Page 161, ligne 34, affluant par A, *lisez :* affluant par C.

Page 163, ligne 7, le nombre P., *lisez :* le nombre p.

Page 163, ligne 8, la relation P = VP, *lisez :* la relation P = Vp.

Page 163, ligne 26, Table de densité, *lisez :* Table de densités

Page 166, ligne 17, entr'eux et celui, *lisez :* entre eux et *à* celui...

Page 167, au bas de la page. Fig. 363, *lisez :* fig. 165.

Page 172, ligne 40, *lisez :* le premier est de l'eau pure; pour former les autres on met successivement dans un même vase gradué, un dixième, deux dixièmes, etc., de son volume total, en alcool pur; et chaque fois on achève de remplir le vase avec de l'eau. On plonge, etc...

Page 174, ligne 6, corps A, *lisez :* corps M.

Page 174, aux deux lignes 15 et 16, il faut substituer : —*En divisant le poids du corps sec...*

Page 179, ligne 39, le robinet v., *lisez :* le robinet g.

Page 183, ligne 30, (fig. 179), *lisez :* (fig. 180).

Page 183, ligne 27, (fig. 180), *lisez :* (fig. 181).

Page 184, ligne 9, Or, si AB... AB désigne l'appareil; les lettres A et B manquent sur la figure.

Page 188, ligne 18, sous une même pression quelconque, *lisez :* sous la pression P.
Page 189, Substituer dans le tableau la lettre α à la lettre c.
Page 190, ligne 18, $\alpha = 4029$, *lisez* : $\alpha = 0,04029$
Page 204, ligne 19, Trop énergiques des thermomètres, *lisez :* Trop énergiques, des thermomètres.
Page 216, les nombres du tableau sont tous 100 fois trop forts, on a oublié deux zéros à chaque dénominateur.
Page 223, ligne 27, chaudière N, *lisez :* chaudière H.
id. id. le thermomètre à air, *lisez :* le thermomètre à air XX′YY′.
Page 230, ligne 16, représentant les températures, *lisez :* représentant les temps.
Page 237, ligne 8, K représente le coefficient de la dilatation cubique du mercure.
Page 247, ligne 1, M. Walfredin, *lisez :* M. Walferdin.
Page 249, lignes 9 et 16, β, *lisez :* 6.
Page 258, ligne 20, de volume entre 0 et t, *lisez* : de volume *du gaz* entre 0 et T.
Page 258, ligne 29. Si t n'est pas zéro, *lisez :* si la température t du réservoir de dilatation n'est pas zéro.
Page 259, ligne 30, et $y = 0,00380$, le, *lisez :* , $y = 0,00380$ et $t = 10$, le. .
Page 260, ligne 35, aussi on désignait, *lisez :* alors en désignant...
Page 262, ligne 38, à 0, r celui, *lisez :* à 0, u celui.
Page 263, ligne 1, et u l'espace, *lisez :* et v l'espace.
Page 263, ligne 4, à la température du, *lisez :* à la température t, du...
Page 291, ligne 3, k, *lisez :* K.
Page 317, ligne 27, d'autant plus voisine, *lisez :* d'autant plus éloignée,
Page 319, les tensions données dans le tableau sont exprimées en millimètres et fractions de millimètres.
Page 331, ligne 15, il faut dans l'équation changer t en t' et réciproquement.
Page 348, ligne 29, soient v' et v'', *lisez :* soient, toujours pour le même excès de température θ, v' et v''
Page 369, lignes 25 et 26, *lisez :* A la suite de ses essais, M. Despretz avait annoncé que la vérité se trouvait comprise entre la loi de Watt et celle de Southern. Toutefois de nouvelles expériences étaient nécessaires : M. Regnault, etc.
Page 382, ligne 20, tableau n° 2, 0,100, *lisez :* 0,187.
Page 356, ligne 4, 44,1, *lisez :* 44,2.
Page 359, 1re ligne du tableau, colonne 6, 0 7923, *lisez :* 79 25.
2e ligne — colonne 3, — 44,2, *lisez :* 44,2.
Page 361, ligne 21, doit arriver, *lisez :* doit arriver, surtout quand la chaleur spécifique du corps est la même lorsque ce corps est à l'état solide et lorsqu'il est à l'état liquide ; dans ce cas, soit P le poids du corps...
Page 371, ligne 7, qui devait l'y conduire, *lisez :* qui devait s'y condenser.
Page 398, lignes 3 et 4, *lisez :* A′ à la place de A, et réciproquement.
Page 406, ligne 5, aiguilles de gomme laque, *lisez :* aiguilles peu conductrices.
Page 410, dans les équations de cette page, t représente le temps, et a représente une constante qui a la même signification que la quantité x dont on a cherché la valeur à la page précédente.
Page 418, ligne 10, P et P′, *lisez :* g et h.
Page 430, ligne 6, le plan d'épreuve, *lisez :* la tige du plan d'épreuve.
Page 430, lignes 9 et 10, deux hémisphères, *lisez :* deux demi-sphères.
Page 444, ligne 1, isolante A, *lisez :* isolante BD.
Page 447, ligne 13 et suivantes, P et P′ ne se rapportent à aucune figure, ils désignent les plateaux d'un condensateur quelconque.
Page 479, ligne 7, d'environ 22°, *lisez :* d'environ 20°.
Page 485, ligne 11, à toute distance angulaire du, *lisez :* à toute distance angulaire, α, du...